ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A

METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND 10, 2-3. HEFT

MIT 36 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 20. DEZEMBER 1957)

UNITED STATES AIR FORCE
CAMBRIDGE RESEARCH CENTER
TECHNICAL LIBRARY

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1958

Arch. Met. Geoph. Biokl. A.

exists between two values of a meteorological quantity (in our special case the height of the 850 mb-contours) separated by a given time interval at a given point and that the appropriate regression line can be obtained with the aid of general principles. Then it is unnecessary to consider the complicated thermo-hydrodynamical equations which can hardly be solved without essential simplifications. The general principles used are: Principle of persistence tendency of pressure anomalies (with regard to long range period normals), principle of equalization tendency of existing pressure differences, principle of compensation i. e. a mechanism which produces contrary effects with regard to the vertical and also horizontal distribution of the meteorological quantity under consideration. It is shown that a relation for regression lines can be found making use of the first and second principle. Investigations concerning the third principle are not yet finished. The persistence tendency has been used successfully by Namias for constructing trend charts. In order to obtain a relation which allows for the effect of equalization of pressure differences a correlation is derived between space and time means using a suffiently large number of observations. By this way it is possible to set up a prognostic formula for a 24 hours mean prebaratic. The practical application of the formula is proved for 10 weather situations. The resulting correlation coefficients for the skill of the forecast range between 0,86 and 0,98.

Résumé. L'auteur développe une théorie reposant sur les variations de pression considérées du point de vue synoptique et statistique. Il admet qu'entre deux valeurs consécutives de la hauteur de la surface isobare de 850 mb en un point fixe existe une corrélation dont on peut déduire une relation de régression. Il est inutile dans ce cas de se servir des équations thermo- et hydrodynamiques insolubles sans simplifications importantes. Les principes généraux retenus sont: tendance à la persistance des anomalies de pression (relatives à des moyennes pluriannuelles), tendance à la compensation des différences de pression spatiales, compensation ou opposition de certains processus, c'est à dire un mécanisme qui provoque des effets opposés d'un élément météorologique dans la verticale et dans l'horizontale. Il est possible d'établir une relation de régression satisfaisant les deux premiers principes; les recherches concernant le troisième principe ne sont pas encore achevées. La tendance à la persistance a été déjà utilisée avec succès par Namias pour dresser des cartes d'évolution. Pour obtenir une relation satisfaisant le principe de compensation, on a établi une corrélation entre une moyenne spatiale et une moyenne temporelle à l'aide d'un nombre suffisant d'observations. De la sorte il devient possible d'écrire une formule de prévision pour une carte de prévision relative à un intervalle de 24 heures. On vérifie la formule sur 10 cartes synoptiques. Les coefficients de corrélation pour la probabilité de réussite de la prévision varient entre 0,86 et 0,98.

Einleitung

Im modernen Wetterdienst wird es als erster und wichtigster Schritt jeder Wettervorhersage betrachtet, für einen zukünftigen Termin die zu erwartende Verteilung des Boden- oder Höhendruckfeldes mit möglichst objektiven Methoden vorauszusagen. Wenngleich mit der Lösung dieser Aufgabe das eigentliche Problem der Wettervorhersage noch nicht als gelöst angesehen werden darf, bildet die Vorhersagekarte doch das solide Fundament, auf das sich die Prognose des Wetters stützen soll.

Überblickt man die derzeit in den verschiedenen Wetterdiensten üblichen Methoden der Konstruktion solcher Vorhersagekarten, so lassen sich im wesentlichen drei verschiedene Gruppen unterscheiden:

1. Semiempirische Methoden auf synoptischer Grundlage mit Verwendung einer Reihe kinematischer oder dynamischer Regeln. In diese Gruppe gehören die rein kinematischen Extrapolationen ausgezeichneter Druckgebilde mittels Druckänderungsfeld etwa nach dem Muster der Regeln von S. Petterssen, die auf dem Steuerungsprinzip beruhende Scherhagsche Vorhersagekarte oder die Prognosenkarte des *Britischen* Wetterdienstes mittels der sogenannten, thermischen Steuerung. Bezüglich Einzelheiten sei auf Reuter [*1*] verwiesen.

2. Rein mathematische Methoden durch (numerische) Lösung der (vereinfachten) Gleichungen der atmosphärischen Dynamik für sogenannte Modellatmosphären. In diese Gruppe fallen alle bisherigen Versuche, die Modellgleichungen zu integrieren, sei es mit oder ohne Einsatz von Rechenautomaten.

3. Statistische Methoden, bzw. Kombination von synoptischen mit statistischen Methoden. Hierbei handelt es sich im allgemeinen um die Vorhersage „mittlerer" Druckänderungen oder um die Konstruktion zeitlich gemittelter Vorhersagekarten. In diese Gruppe gehört vor allem die von J. Namias am U. S. Weather Bureau entwickelte Methode „Extended forecasting by mean circulation methods" [*2*].

Wegen der Verwendung zeitlich gemittelter Karten als Arbeitsgrundlage unterscheidet sich die 3. Gruppe wesentlich von den ersten beiden, bei denen Vorhersagekarten immer für einen bestimmten Zeitpunkt konstruiert, bzw. berechnet werden. Vom Standpunkt der Praxis der eigentlichen Wetterprognose ist es zwar nicht gleichgültig, ob eine Mittelkarte oder eine aktuelle Karte vorliegt, doch dürften beide als Prognosengrundlage ihre Vorteile aufweisen. Jedenfalls ist eine Prognose auch nicht für einen Zeitpunkt, sondern in den meisten Fällen für ein mehr oder weniger großes Zeitintervall zu erstellen. Natürlich muß die „Deutung" der Vorhersagekarte in jedem Fall andere Wege gehen. Beispielsweise bildet bei der aktuellen Vorhersagekarte die genaue Frontenlage einen Hauptpunkt der Konstruktionsmethodik und die eigentliche Prognose schätzt dann aus der Frontenlage in der Vorhersagekarte den Zeitpunkt des Frontendurchganges im Prognosenort kinematisch ab. Die allgemeine Entwicklung der „Großwetterlage" wird durch Vergleich der Vorhersagekarte mit der Ausgangslage erkannt und für den Wetterablauf ausgewertet. Bei einer prognostizierten mittleren Druckverteilung, also bei einer „mittleren" Vorhersagekarte, ist der Ablauf während des Prognosenzeitraumes in Form der mittleren Verhältnisse bereits aufgenommen. Allerdings gehen dabei Details, wie etwa die Frontenlage, verloren. Anderseits werden gewisse großräumige Vorgänge besser zu Tage treten, etwa stationäre oder veränderliche Druckgebilde, zyklonale oder antizyklonale Entwicklung und dergleichen mehr. Aus den letzteren Gründen wird es angezeigt sein, als Arbeitsunterlage bei der Methode der Mittelkarten nicht das Boden-, sondern das Höhendruckfeld zu verwenden.

Im folgenden wird über eine Untersuchung berichtet, die sich zur Aufgabe stellt, zeitlich gemittelte Karten des Höhendruckfeldes objektiv vorauszuberechnen.

Als Grundlage für alle folgenden Untersuchungen wurde die 850 mb-Fläche ausgewählt. Das Problem wurde ferner von vornherein als ein zweidimensionales betrachtet, wodurch schon aus prinzipiellen Gründen die Unmöglichkeit einer exakten Vorausberechnung gegeben erscheint. Es ist jedoch ein Kennzeichen der hier entwickelten Methodik, daß eine Ungenauigkeit der Vorausbestimmung einkalkuliert ist. Es wird nämlich nicht vorausgesetzt, daß die zukünftige Feldverteilung grundsätzlich aus der Anfangsverteilung streng ableitbar ist, so daß eventuelle Abweichungen des Resultates von der tatsächlich eingetroffenen Situation in fehlerhafter oder vereinfachter Rechnung zu suchen sind, sondern wir postulieren von Anbeginn, daß nur eine gewisse Korrelation zwischen Anfangs- und Endverteilung der Feldgrößen (hier der Höhe einer bestimmten Druckfläche) besteht und wir daher nur in der Lage sind, die zu erwartende Verteilung mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit vorauszusagen. Diese Betrachtungsweise des Problems hat gewisse Vor- und gewisse Nachteile. Die Vorteile liegen darin, daß wir nicht die äußerst schwierig zu lösenden thermo-hydrodynamischen Gleichungen durch im einzelnen kaum überblickbare Vereinfachungen handlich gestalten müssen, ehe wir an die Integration schreiten können. Die Nachteile sind dagegen in dem Umstand zu suchen, daß Versager der Methode nur in den seltensten Fällen auf ihre eigentliche Ursache zurückgeführt werden können, sondern eher als Tatsache hingenommen werden müssen.

Grundlagen der Methodik und der Problemstellung

Wir müssen nun etwas näher auf die eigentlichen Grundlagen der hier verwendeten Methodik eingehen. Wenn wir darauf verzichten, die Aufgabe, die uns gestellt ist, durch Lösung der den Vorgang regelnden Differentialgleichungen zu bewerkstelligen, weil dieselbe (zumindestens derzeit) zu kompliziert ist, oder wenn wir noch einen Schritt weitergehen und behaupten, daß wir im einzelnen die Gleichungen gar nicht kennen, so ist es notwendig, gewisse Prinzipien oder allgemein gültige Erfahrungssätze zu formulieren, die an die Stelle der subtilen Einzelprozesse treten. Wir postulieren also, daß zwischen zwei um ein gewisses Zeitintervall auseinanderliegenden Druckverteilungen eine Korrelation besteht, die durch gewisse Prinzipien zustande kommt. Es liegt dieser Betrachtungsweise bis zu einem bestimmten Grad eine ähnliche Überlegung zugrunde wie etwa bei der bekannten Definition der thermodynamischen Wahrscheinlichkeit in der kinetischen Gastheorie. Doch sollen solche Analogien nicht zu weit getrieben werden, da naturgemäß große grundsätzliche Unterschiede in der Problemstellung an sich vorhanden sind. Die Frage in unserem Falle ist vornehmlich diese, welche „Prinzipien" für die Umwandlung einer Druckverteilung in eine andere — zeitlich darauf folgende — maßgebend sind. Ohne behaupten zu wollen, daß damit

eine vollständige Erfassung der im einzelnen so äußerst komplizierten Prozesse möglich ist, und im Bewußtsein, daß sicher noch weitere diesbezügliche Postulate aus vergangenen und zukünftigen synoptischen oder theoretischen Erfahrungen aufgestellt werden können, möchte ich drei „Sätze" an die Spitze stellen, nämlich:

1. *Prinzip der zeitlichen Erhaltung von Druckanomalien (Erhaltungstendenz).*
2. *Prinzip des Ausgleichens von bestehenden räumlichen Druckgegensätzen.*
3. *Kompensationsprinzip oder Gegenläufigkeitsprinzip.*

Das 1. und 2. Prinzip widersprechen sich scheinbar, so daß wir darüber einige Worte verlieren müssen. Zunächst wollen wir unter der *Erhaltung von Druckanomalien* nicht diejenige von synoptischen Druckgegensätzen, sondern — wie üblich — die gegenüber einem langjährigen Durchschnittswert verstehen. Es ist dann ohne weiteres möglich, daß sich zwar bestehende räumliche Druckgegensätze ausgleichen und trotzdem noch gewisse Anomalien erhalten bleiben. Allerdings wird das erste Prinzip bis zu einem bestimmten Grad gegen das zweite wirken und es muß untersucht werden, welche Situationen ein Überwiegen des einen oder des anderen Vorganges begünstigen. Es sei hier gleich ein Ergebnis der im folgenden mitgeteilten Untersuchung vorweggenommen. Dabei zeigte sich, daß für kürzere Zeiträume das Ausgleichsprinzip offenbar die dominierende Rolle spielt, während für längere Intervalle die Erhaltungstendenz besser hervortritt. Daraus ist bereits eine grundlegende Schwierigkeit der von uns hier propagierten Methodik zu erkennen, daß nämlich die Anwendung gewisser allgemeiner Erfahrungssätze für die Vorhersage der zukünftigen Druckverteilung von dem Prognosenzeitraum abhängt.

Zum *Ausgleichsprinzip* ist zu sagen, daß darin bis zu einem gewissen Grad die hydrodynamischen Vorgänge zum Ausdruck kommen. Bekanntlich stehen dem Ausgleichvorgang die Führungskräfte, insbesondere die Corioliskraft der Erdrotation entgegen. Trotzdem ist dieses Prinzip sicherlich in allen Fällen wirksam, wozu auch die Effekte durch die Bodenreibung entscheidend beitragen, sowie überhaupt alle energieverbrauchenden Prozesse. Natürlich kann man einwenden, daß die so überaus wichtigen Entwicklungsvorgänge, also die Vertiefungen von Zyklonen oder die Verstärkung von Antizyklonen, nicht durch einen Ausgleichprozeß, sondern gerade durch konträre Effekte zustande kommen. Wir gehen aber wohl nicht fehl, wenn wir diese Prozesse als wesentlich dreidimensional (barokline Vorgänge) auffassen, so daß bei zweidimensionaler Betrachtungsweise die Prinzipien 1. und 2. vorherrschend sind. Trotzdem muß natürlich zur Erfassung der wichtigen Entwicklungseffekte ein zusätzliches Prinzip Verwendung finden. Dies soll das dritte in unserer Aufstellung bis zu einem gewissen Grad bewerkstelligen.

Das *Kompensationsprinzip* soll hier etwas weiter gefaßt werden, als es im meteorologischen Sprachgebrauch meist üblich ist. Dort wird bekanntlich darunter ein in der Atmosphäre wirksamer Mechanismus

verstanden, der entgegengesetzte Effekte von Druck und Temperatur in den untersten und obersten Schichten der Troposphäre hervorruft, also in der vertikalen Anordnung eine gewisse Kompensation zur Folge hat. Dieser Effekt ist durch die bekannten Untersuchungen von Dines und Schedler u. a. hinreichend studiert und durch entsprechend hohe Korrelation untermauert worden. Wir wollen hier jedoch auch eine gewisse Kompensation im Zweidimensionalen postulieren, die vielleicht noch nicht genügend an Hand von synoptischen Lagen untersucht wurde, die aber im „Erfahrungswissen" der Prognostiker immer einen besonderen Platz einnimmt. Es fällt in diese Art der Kompensation z. B. der Vorgang, den man als Guilbert-Grossmannsche Regel bezeichnet, nämlich die Tatsache, daß bei vielen Wetterlagen in einem 24- oder 48stündigen Zeitintervall Druckänderungen sich weitgehend aufheben, indem auf Tiefdruckausläufer entsprechende Hochdruckkeile folgen. Es gehört zu der zweidimensionalen Kompensation die häufig verwendete Regel, daß bei starken Druckschwankungen der stärkste Druckanstieg am nächsten Tag an derjenigen Stelle zu suchen ist, an welcher am Ausgangstag der stärkste Druckfall auftrat. Schließlich wäre noch zu erwähnen, daß eine Art von zweidimensionaler Kompensation auch bei Entwicklungsprozessen in Erscheinung tritt, indem z. B. einer Verstärkung bzw. einer Amplitudenvergrößerung eines Hochkeiles (verbunden mit Warmluftvorstoß), eine analoge Vertiefung eines Troges (verbunden mit Kaltluftvorstoß) in gemessenem Abstand davon gegenübersteht.

Wir wollen es bei diesen Erläuterungen zu den von uns aufgestellten Prinzipien bewenden lassen. Nochmals sei betont, daß wir nicht behaupten wollen, daß mit Hilfe der drei Postulate die tatsächlichen Vorgänge bereits vollständig erfaßt werden können. Aber es scheint doch so, als ob die Mehrzahl der Prozesse sich in eines der drei Prinzipe einordnen läßt.

Mit der Formulierung der Prinzipe allein ist allerdings für die praktische objektive Vorhersage der zukünftigen Druckverteilung noch herzlich wenig getan. Wir wollen im folgenden zeigen, auf welche Weise es gelingt, bis zu einem gewissen Grad den beiden ersten Postulaten durch entsprechende Ansätze gerecht zu werden und wie es möglich ist, aus diesen Ansätzen Voraussagen für die zukünftige Druckverteilung zu treffen. Grundsätzlich läßt sich dann derselbe Weg auch bei dem dritten Prinzip beschreiten doch sind diesbezügliche Untersuchungen noch nicht abgeschlossen, so daß wir darüber noch nicht berichten können.

Korrelation zwischen zeitlichen und räumlichen Mittelwerten und entsprechenden Abweichungen vom Normalwert

Es ist zunächst erforderlich, das uns gestellte Problem im Sinne der Überlegungen des vorigen Abschnittes zu formulieren. Als gegeben betrachten wir die möglichst genau analysierten Karten der 850 mb-Fläche bis zum Prognosentermin. Es seien hier noch einige Worte über die Wahl des 850 mb-Niveaus als Bezugsfläche verloren. Wir haben früher betont, daß bei Verwendung zeitlich gemittelter Karten, wie wir es vorhaben,

die Bodenkarte nicht geeignet ist. Andererseits soll aber das Bezugsniveau auch nicht zu hoch liegen, um nicht Gefahr zu laufen, daß wichtige niedrige Druckwellen eliminiert sind. Ferner sollen die zur Verfügung stehenden Beobachtungsdaten möglichst zahlreich und zuverlässig sein. Man wird daher geneigt sein, nur so hoch von der Erdoberfläche nach oben fortzuschreiten, daß die Vorteile der Höhenkarte, insbesondere die Möglichkeit von der Gradientwindrelation vollständigen Gebrauch machen zu können, mit einem möglichst getreuen Abbild der Bodendruckverteilung gekoppelt sind. Mit anderen Worten: Wir benötigen eine dem Bodendruckfeld weitgehend ähnliche Feldverteilung, deren Analyse jedoch dadurch erleichtert wird, daß durch Bodenreibungseffekte hervorgerufene Abweichungen vom geostrophischen oder Gradientwind nicht mehr ins Gewicht fallen. Diese Bedingungen erfüllt die 850 mb-Fläche am besten, jedenfalls besser als eine aus dem Bodendruckfeld konstruierte 1000 mb-Fläche. Natürlich sind prinzipiell die nachfolgenden Überlegungen auch an anderen Druckflächen in gleicher Weise durchführbar, so daß die Methodik in keiner Weise von der gewählten Bezugsfläche abhängig ist.

Bekanntlich werden die Radiosondenaufstiege im allgemeinen zweimal täglich durchgeführt. Wir wollen im folgenden diese Termine durch Suffixe a (ante meridiem) und p (post meridiem) kennzeichnen, so daß etwa h_{na} den Höhenwert der Druckfläche am n-ten Tag zum Frühtermin bedeuten soll. Für jede rechnerische Methode muß vorausgesetzt werden, daß diese Werte an einer genügend großen Zahl von Gitterpunkten eines auf das Druckfeld gelegten Rasters für die vergangenen Termine als bekannt anzusehen sind. Eine analoge Forderung wird auch bei der numerischen Integration der Modellgleichungen erhoben. Dort ist allerdings ein äquidistantes Gitter nötig, um die entsprechenden Differenzenquotienten in verschiedener geographischer Breite vergleichbar machen zu können. Für unsere Überlegungen ist dies zunächst nicht erforderlich. Wir werden daher auf das geographische Koordinatennetz zurückgreifen können, wobei wir in niedrigeren Breiten mit einem Abstand von 10 zu 10, in höheren mit einem solchen von 20 zu 20 Längengraden das Auslangen finden werden. In der Abb. 1 sind auf einer Europakarte die für die Untersuchung zugrunde gelegten Gitterpunkte durch kleine Kreise hervorgehoben (die bezifferten Punkte in Abb. 1 sind besondere Bezugspunkte, für welche später statistische Berechnungen durchgeführt werden).

Aus den sorgfältig analysierten Karten der 850 mb-Fläche wurden durch Interpolation für jeden Termin die Gitterpunkte abgelesen und in entsprechende Tabellen aufgenommen. Die Ausgangslage und alle vergangenen Lagen sind dann durch die Zahlenfolge der Gitterpunkte gegeben. Die Prognose besteht darin, ebenfalls für die Gitterpunkte zukünftige Werte zu berechnen. Durch Analyse kann dann daraus eine Vorhersagekarte gezeichnet werden.

Wir wollen nunmehr zur Anwendung des im zweiten Abschnitt auseinandergesetzten Gedankenganges auf den konkreten Fall schreiten.

Einen ersten Hinweis, wie dies geschehen kann, verdanken wir NAMIAS [2]. Bezeichnen wir mit $n = 0$ den Prognosentag, so daß die Werte h_{na} bzw. h_{np} für $n \leqq 0$ bekannt, die für $n > 0$ unbekannt sind, so läßt sich nach NAMIAS folgende Regressionsbeziehung herleiten,

$$k\,(h_{op} - N) = (h_{1a} + h_{1p} + h_{2a} + h_{2p} + h_{3a} - 5\,N) \qquad (1)$$

wobei N den Normalwert für den betreffenden Monat, gewonnen aus langjährigen Beobachtungen, darstellt. NAMIAS, der mit der 700 mb-Fläche arbeitet, gibt einen Wert des Faktors $k = 3$ an. Eine Untersuchung von REUTER [3] mit Werten des 850 mb-Niveaus zeigte dasselbe

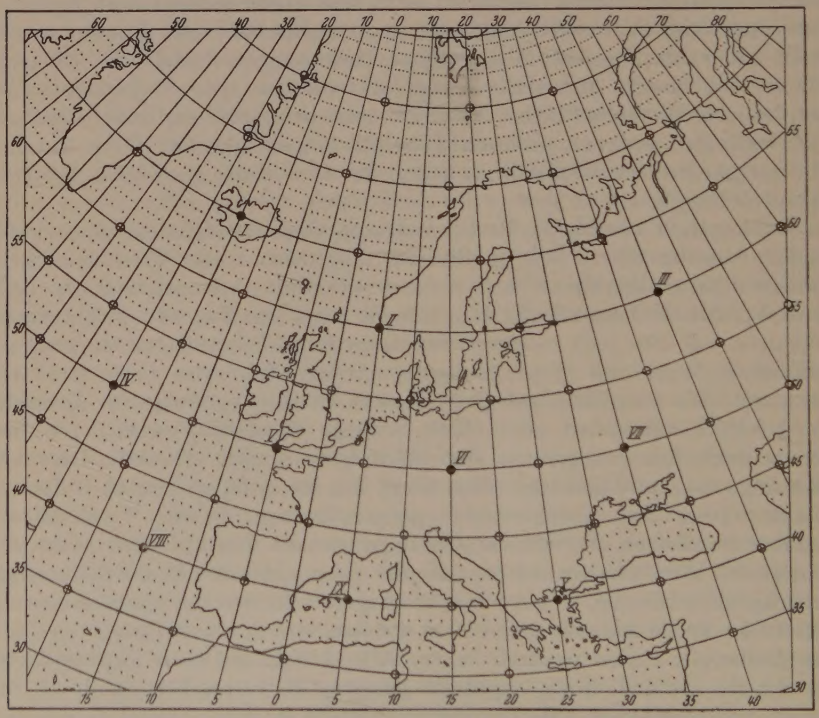


Abb. 1. Schaubild der Gitterpunkte, die der Rechnung zugrunde gelegt wurden (Kreise). Für die mit römischen Ziffern versehenen Bezugspunkte wurden Regressionsgerade gezeichnet und KKf berechnet

Ergebnis. Auch die von NAMIAS für die Klammerausdrücke auf der linken und rechten Seite von (1) gefundenen Korrelationskoeffizienten (KKf) von rund 0,67 konnten durch die Untersuchung von REUTER bestätigt werden.

Man kann bereits mit Hilfe der Beziehung (1) eine zeitliche Mittelkarte vorausberechnen. Es ergibt sich sofort

$$_{1a}\hat{h}_{3a} = \frac{3\,h_{op} + 2\,N}{5}. \qquad (1a)$$

(Für das folgende sei ein zeitliches Mittel immer durch das Zeichen ^ über dem Buchstaben gekennzeichnet.)

Der Formel (1a) liegt offenbar das Erhaltungsprinzip Nr. 1 des vorigen Abschnittes zugrunde. Es gilt für jeden einzelnen Punkt des Feldes und besagt einfach:

Die Abweichung der Summe der auf einen Termin folgenden fünf Höhenwerte (im gegenseitigen Abstand von 12 Stunden) vom fünffachen Normalwert läßt sich aus der Abweichung des letzten bekannten Wertes vom gleichen Normalwert berechnen. Sie ist allerdings nach statistischen Untersuchungen nicht etwa das Fünffache dieser Druckanomalie, sondern nur das Dreifache. Für diese Behauptung ergibt sich eine positive Korrelation mit einem $KKf \sim 0{,}7$.

Natürlich kann diese allein auf dem Erhaltungsprinzip beruhende Methode nicht ganz befriedigen, da sicher die Mehrzahl der die Variation des Druckfeldes bedingenden Faktoren unberücksichtigt bleibt, nämlich vor allem diejenigen, die aus den beiden anderen Prinzipien (Ausgleichs- und Kompensationsprinzip) abzuleiten wären. Man ersieht dies schon aus der Tatsache, daß in (1a) behauptet wird, daß die zukünftigen Werte an einer bestimmten Stelle lediglich eine Funktion der Anomalie an diesem Ort selbst sind, was natürlich unmöglich ist. Es muß daher der Einfluß der Umgebung auf Änderungen an Ort und Stelle unbedingt in Rechnung gestellt werden.

Eine Möglichkeit, diesem Umstand gerecht zu werden, wurde von Reuter [3] vorgeschlagen. Der Grundgedanke ist dabei, eine Kombination zwischen synoptischen und statistischen Methoden herbeizuführen. Man kann dabei folgendermaßen verfahren: Zunächst wird mit Hilfe synoptischer Konstruktionsmethoden eine 24stündige Vorhersagekarte gezeichnet (etwa mit Hilfe des Steuerungsprinzipes), auf welche dann die Formel (1a) angewendet wird. Dadurch gelangt man zu einer Vergrößerung des Vorhersagetermines bei ungefähr gleich großen Korrelationskoeffizienten für die vorausberechnete Mittelkarte. Wenngleich dies für praktische Zwecke recht wertvoll erscheint, führt es doch von dem von uns hier beschrittenen Weg fort.

Wir wollen vielmehr jetzt versuchen, das zweite von uns aufgestellte Prinzip in den Rechnungsvorgang einzubeziehen. Es erhebt sich dabei die Frage, wie dem Ausgleichsprinzip Genüge geleistet werden kann. Das klassische Beispiel für die Theorie eines Ausgleichsvorganges bietet die Wärmeleitung. Sie besagt, daß die Temperaturänderung an einer bestimmten Stelle (konstante Temperaturleitfähigkeit vorausgesetzt) proportional dem Laplaceoperator aus der Feldfunktion der Temperatur ist. Bei Übergang zu endlichen Intervallen heißt dies: *Die Temperaturänderung an einer Stelle ist proportional der Abweichung des Temperaturwertes an dieser Stelle von dem räumlichen Mittelwert der Umgebung.* Mathematisch formuliert ergibt sich also

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \nabla^2 T \quad \text{oder} \quad \frac{\triangle T_o}{\triangle t} = \frac{4K}{d^2} (\bar{T} - T_o) \tag{2}$$

wenn unter $T\ (x,\ y)$ die zweidimensionale Feldfunktion der Temperatur und unter t die Zeit zu verstehen ist und der Querstrich die räumliche Mittelung in einem Gitterabstand der Größe d bedeutet. Man kann also auch das *Ausgleichsprinzip* so formulieren, daß die *Vorgänge bestrebt sind, die Differenz zwischen räumlichem Mittel und Zentralwert zu verringern.*

Unsere Aufgabe ist es, dieses Prinzip auf den vorliegenden Fall anzuwenden. Dies gelingt am besten dadurch, daß wir versuchen eine *Korrelation* zwischen einem *zeitlichen Mittelwert* an einer bestimmten Stelle und einem *räumlichen Mittelwert* zu einem ungefähr in der *Mitte des Zeitintervalls liegenden Termin* herzustellen.

Dabei wollen wir überdies auch noch dem ersten Prinzip, nämlich dem der Erhaltungstendenz, eine gewisse Rolle zukommen lassen. Dies gelingt, wenn wir nicht die Korrelation zwischen räumlichen und zeitlichen Mittelwerten bestimmen, sondern dieselbe von den Abweichungen dieser Mittelwerte vom Normalwert. Für diese Untersuchung wurde das zeitliche Mittel wieder aus fünf aufeinanderfolgenden Werten gebildet, während das räumliche zum Zeitpunkt des zweiten Wertes berechnet wurde. In unserer Bezeichnungsweise bedeutet dies, daß am Tage $n = 0$ der räumliche Mittelwert $\bar{h}_{oa}$ mit dem zeitlichen $_{-1p}\hat{h}_{2p}$ und der räumliche Mittelwert $\bar{h}_{op}$ mit dem zeitlichen $_{oa}\hat{h}_{2a}$ zu korrelieren ist. Dies wurde nunmehr an Hand eines umfangreichen Materials tatsächlich durchgeführt. Um auch eventuelle jahreszeitliche Variationen zu berücksichtigen, wurden die drei Monate Dezember 1955, März 1956 und August 1956 ausgewählt. Infolge der zwei täglichen Termine ergaben sich dadurch insgesamt 180 Wetterlagen. In der Abb. 1 sind gewisse Bezugspunkte durch Bezifferung hervorgehoben. Für die Korrelationsrechnung wurden die Punkte I bis IX herangezogen, so daß also ein Kollektiv von insgesamt 1620 Fällen vorlag. Die räumliche Mittelung selbst wurde so durchgeführt, daß auf die analysierte, ausgezeichnete Karte der 850 mb-Fläche eine durchsichtige Auflage gelegt wurde, auf welcher für den Bezugspunkt als Zentralwert die vier Werte derjenigen Punkte abgelesen werden konnten, die um die Distanz d in nördlicher, östlicher, südlicher und westlicher Richtung vom Zentralwert entfernt waren. Als Distanz wurde $d = 666$ km gewählt.

Das Ziel der Rechnung war die Herleitung einer Regressionsgeraden der Form

$$(\hat{h} - N) = a\,(\bar{h} - N) + b \tag{3}$$

ferner die Bestimmung der KKf zwischen $(\hat{h} - N)$ und $(\bar{h} - N)$ derart, daß aus der zu (3) inversen Beziehung

$$(\bar{h} - N) = a'\,(\hat{h} - N) + b' \tag{3a}$$

der $KKf = r$ zu

$$r = \sqrt{a' \cdot a}$$

berechnet wurde.

Die Normalwerte für die betreffenden Monate wurden aus Angaben der Historical Weather Maps entnommen, und zwar durch Interpolation der dort angegebenen Werte für die 1000 mb- und 700 mb-Fläche.

Die Ergebnisse der Korrelationsrechnung nach (3), die $KKf = r$ und die mittleren Fehler m sind aus der Tabelle 1 zu entnehmen.

Tabelle 1

Bezugspunkte	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	
Anzahl der Fälle	180	180	180	180	180	180	180	180	180	1620
a	0,994	1,020	1,090	1,070	1,100	0,839	1,030	0,997	1,020	1,02
b	0,206	0,245	0,077	0,042	0,410	—0,290	0,425	0,353	—0,661	0,09
r	0,906	0,917	0,962	0,954	0,949	0,900	0,939	0,949	0,912	0,93
m ..... (geopot. Deka m)	3,5	3,2	3,4	3,5	3,1	2,4	2,6	2,4	1,8	2,9

Die Resultate sind in mehrfacher Hinsicht für unsere vorangegangenen Überlegungen bedeutungsvoll. Wir wollen nun dieselben diskutieren.

Diskussion der Ergebnisse der Korrelationsrechnung

Zunächst fallen in der Tabelle 1 die erstaunlich hohen KKf auf. Bei keinem der Bezugspunkte tritt ein solcher auf, der kleiner als 0,9 ist, im Gesamtmittel beträgt er 0,93. Dies zeigt uns, daß eine ganz außerordentlich enge Beziehung zwischen den zeitlichen und räumlichen Mittelwerten besteht, was nach den Ausführungen des vorangegangenen Abschnittes für einen Ablauf im Sinne des Ausgleichsprinzips spricht. Weiters ergibt aber die Rechnung für die Koeffizienten der Regressionsgleichung (3) praktisch für $a \sim 1$ und für $b \sim 0$, so daß dieselbe die Form

$$\hat{h} = \bar{h} \tag{4}$$

annimmt. Das heißt aber, daß praktisch das zeitliche Mittel gleich dem räumlichen gesetzt werden kann, ohne daß der Normalwert N in der Beziehung aufscheint. Dieses Ergebnis ist auch sehr bemerkenswert. Es zeigt sich, daß das Ausgleichsprinzip hier allein genügt, um den zeitlichen Ablauf (im Mittel) zu beschreiben. Die Abweichungen vom Normalwert sind bei beiden Mitteln die gleichen, können daher nicht etwa mit Hilfe einer der Formel (1a) ähnlichen Beziehung für Prognosenzwecke Verwendung finden. Man kann dies auch etwa derart formulieren, daß für das unseren Rechnungen zugrunde gelegte Zeitintervall das *Erhaltungsprinzip keine* dominierende Rolle spielt, sondern das *Ausgleichsprinzip allein* den Vorgang hinreichend genau beschreibt. Schließlich lehrt noch die Tabelle 1, daß die mittleren Fehler durchschnittlich nur etwa 3 gdm (Dekameter) betragen, was ebenfalls sehr ermutigend ist, da die Analysen- und Meßfehler nicht viel unter dieser Grenze liegen dürften.

Zur Veranschaulichung sind in der Abb. 2 die Regressionsgeraden für vier der insgesamt 9 Bezugspunkte gezeichnet. Aus der Lage der einzelnen Meßwerte läßt sich auch die überraschend gute Regressionsbeziehung erkennen. Es sei noch vermerkt, daß sich bei Aufgliederung

der 180 Fälle auf die drei Monate Dezember, März und August, die nicht in der Tabelle 1 vorgenommen wurde, keine merklichen Unterschiede ergeben haben, so daß eine jahreszeitliche Variation der Größen a, b. r und m nicht festgestellt werden konnte.

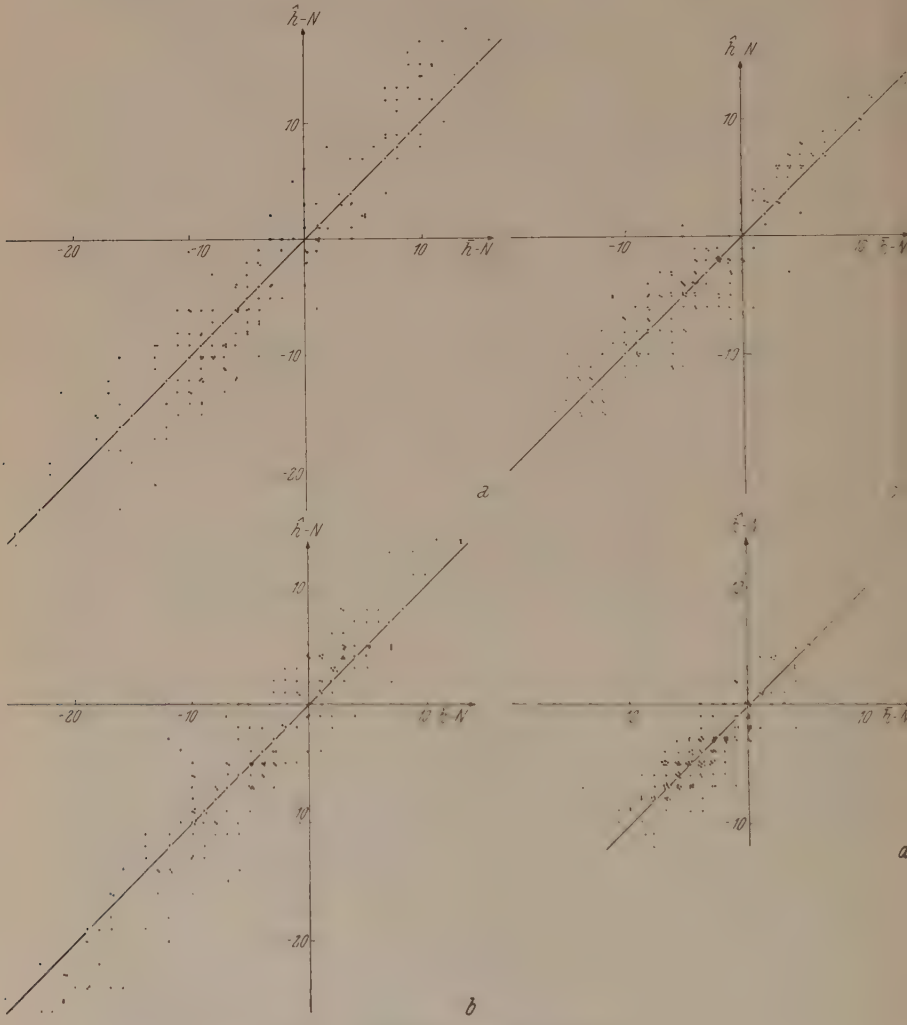


Abb. 2. Regressionsgerade für die Punkte:
a) 60° N, 5° E; b) 50° N, 5° W; c) 40° N, 15° W; d) 40° N, 5° E

Beispiele der Konstruktion von Vorhersagekarten mit Hilfe der Relation (4)

Wir haben in der Beziehung (4) eine Möglichkeit gegeben, zeitlich gemittelte Karten vorauszuberechnen, lediglich durch Bestimmung des

entsprechenden räumlichen Mittelwertes auf der letzten zur Verfügung stehenden Karte. Wie wir eben betont haben, stellt dies eine grundlegend andere Methode dar, als diejenige, die in der Formel (1a) zum Ausdruck kommt. Anstelle des Erhaltungsprinzipes von Druckanomalien wird jetzt das Ausgleichsprinzip vorangestellt. Natürlich ist dies auch bis zu einem gewissen Grad eine einseitige Betrachtungsweise. Die Gesamtlösung des Problems wird eine entsprechende Korrelation zu allen drei auf Seite 125 formulierten Prinzipien enthalten müssen. Weitere diesbezügliche Untersuchungen werden hier Klarheit schaffen müssen.

Schreiben wir die Formel (4) ausführlich nieder, so ergibt sich, wenn für den Prognosentag $n = O$ der Vormittagswert, also h_{oa} als der letzte bekannte Wert angesehen wird,

$$-\widehat{h}_{1p} = \frac{h_{-1p} + h_{oa} + h_{op} + h_{1a} + h_{1p}}{5} = \overline{h}_{na} \qquad (4a)$$

Daraus kann nun eine *Prognosenformel* für die zum Zeitpunkt der Vorhersage unbekannten Werte h_{op}, h_{1a}, h_{1p} abgeleitet werden, die sich

$$\widehat{h}_{1p} = \frac{h_{op} + h_{1a} + h_{1p}}{3} = \frac{5\overline{h}_{oa} - h_{oa} - h_{-1p}}{3} \qquad (5)$$

schreibt.

Diese Formel gestattet also ein „Dreiermittel", das sich über 24 Stunden (vom Prognosentag nachmittags bis zum Folgetag nachmittags) erstreckt, zu berechnen. In die Formel geht mit dem größten Gewicht das räumliche Mittel zum Zeitpunkt der Prognosenerstellung ein (fünffacher Betrag). Davon ist der aktuelle Wert h_{oa} und der um 12 Stunden zurückliegende h_{1p} zu subtrahieren. Man kann die Prognosenformel auch so deuten, daß die einfache Beziehung (5) eine Näherung des allgemein bestehenden Problems darstellt, die Funktion zu suchen, die die zukünftige Druckverteilung in Abhängigkeit von der Umgebung des betreffenden Gitterpunktes und seiner zeitlichen Variation in einem angemessenen Zeitintervall (Tendenz) angibt. Der Einfluß der Umgebung ist hier durch das einfache räumliche Mittel berücksichtigt, die Tendenz, durch die Abweichungen des aktuellen Wertes und des zeitlich um ein Intervall zurückliegenden von diesem räumlichen Mittel.

Die Prognosenformel (5) wurde an Hand von 10 Wetterlagen verifiziert. Der letzte bekannte Wert war dabei immer h_{ca}, der Frühtermin des Prognosentages. Für jede Wetterlage wurden fünf Karten gezeichnet, eine Auswahl davon ist in den Abb. 3 bis 11 wiedergegeben.

Es sind dabei zu verstehen unter

A. Ausgangslage: Das Dreiermittel

$$\frac{h_{-1a} + h_{-1p} + h_{oa}}{3}$$

B. Vorausberechnete Lage: Das Dreiermittel

$$\frac{h_{op} + h_{1a} + h_{1p}}{3}$$

das nach Formel (5) berechnet wurde.

C. Eingetroffene Lage: Dasselbe Dreiermittel wie *B*, nur im Nachhinein aus den tatsächlich eingetroffenen Werten berechnet.

D. Vorausberechnete Änderung: Die Differenz *B* minus *A*.

E. Eingetroffene Änderung: Die Differenz *C* minus *A*.

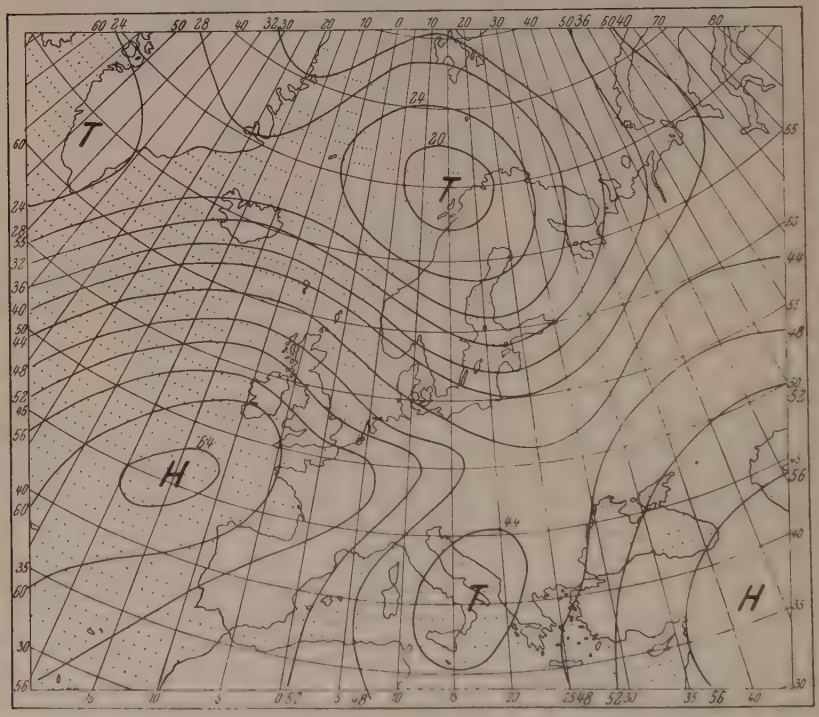


Abb. 3. Ausgangslage für die Prognose am 3. Dezember 1956

Auf den Abbildungen ist als Datum immer dasjenige des Prognosentages angegeben. Wie die Kartenserie lehrt, ist im allgemeinen die vorausgesagte Änderung recht befriedigend getroffen worden. Natürlich sind auch teilweise fehlerhafte Prognosen aufgetreten vor allem bezüglich der Intensität der Änderungsgebiete, während die Lage derselben meist mit hinreichender Genauigkeit vorausberechnet wurde. Die Treffsicherheit der Methode ist auch nicht in allen Teilen der Wetterkarte gleich. Beispielsweise zeigt ein Vergleich der Abb. 6a mit 6b, daß in diesem Fall gerade in Mitteleuropa ein Fallgebiet prognostiziert wurde, welches tatsächlich über dem Schwarzen Meer zu liegen kam. Dagegen ist in diesem Fall die Lage des Kernes des nordeuropäischen Steiggebietes gut getroffen worden. Daß in den Randgebieten der Karte öfters größere Abweichungen zwischen prognostizierter und eingetroffener Lage auftreten, darf nicht zu streng beurteilt werden, da die Methode des

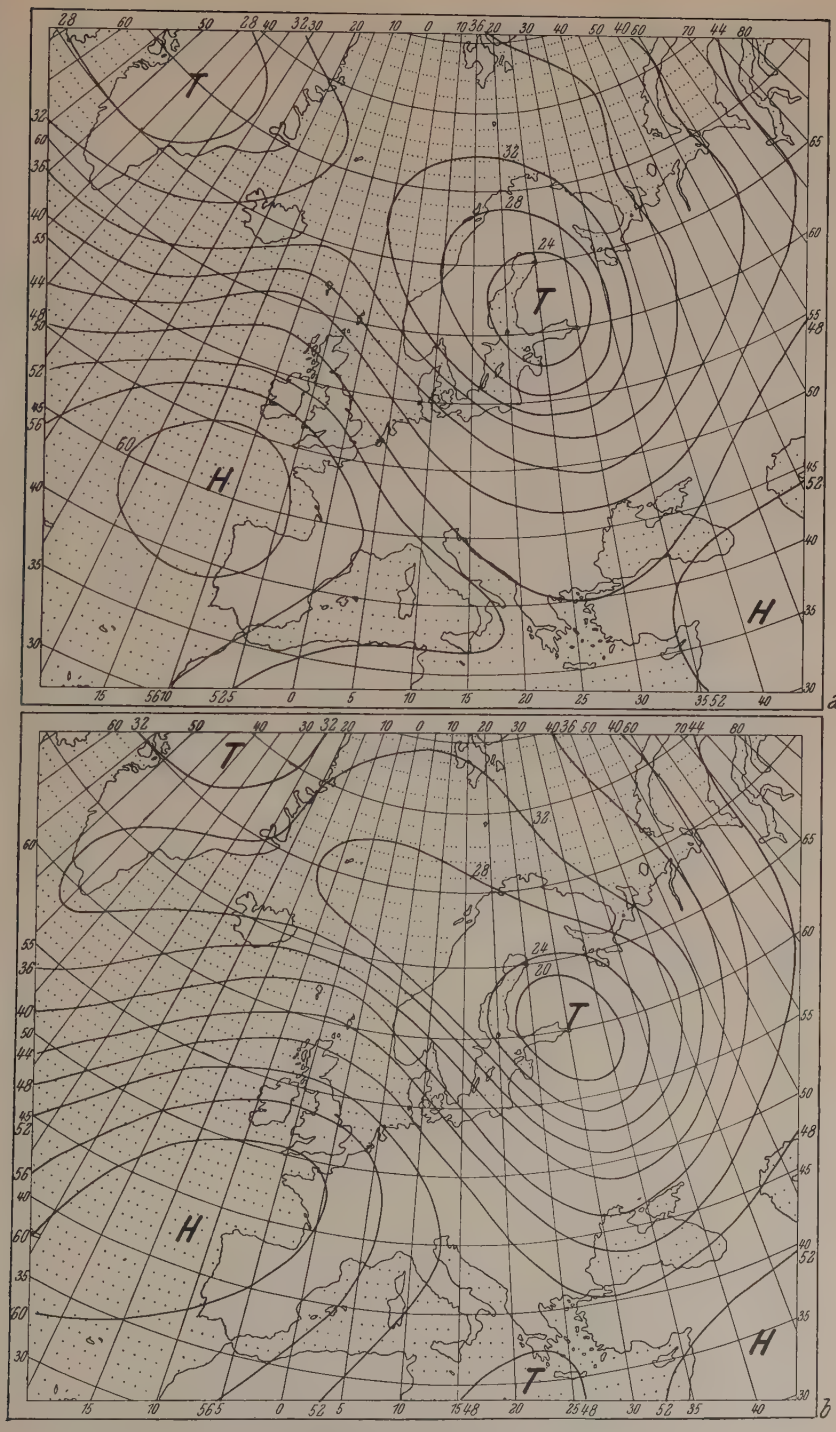


Abb. 4. a) Vorausberechnete Lage (Prognosentag 3. Dezember 1956)
b) Eingetroffene Lage

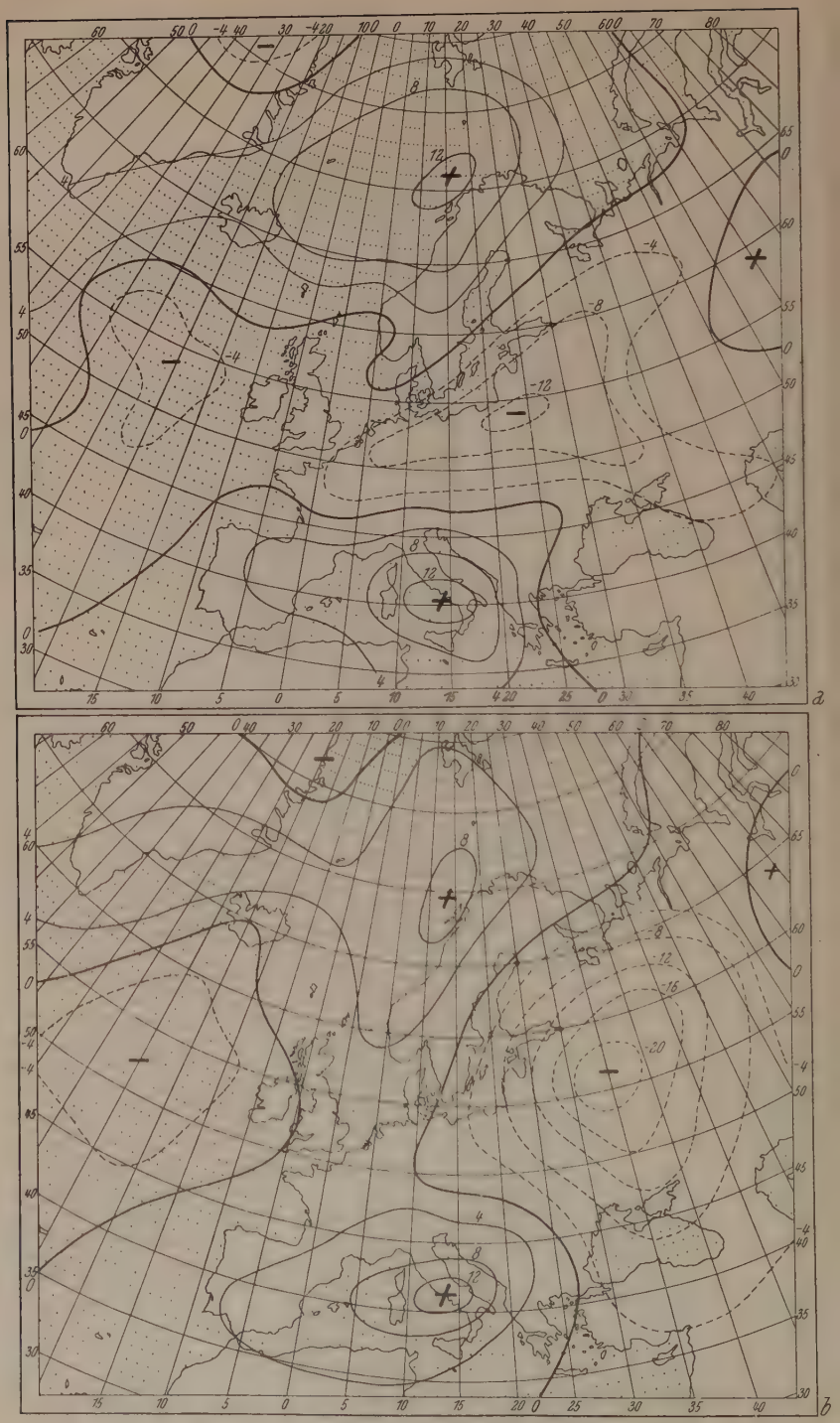


Abb. 5. a) Vorausberechnete Änderung (Prognosentag 3. Dezember 1956)
b) Eingetroffene Änderung

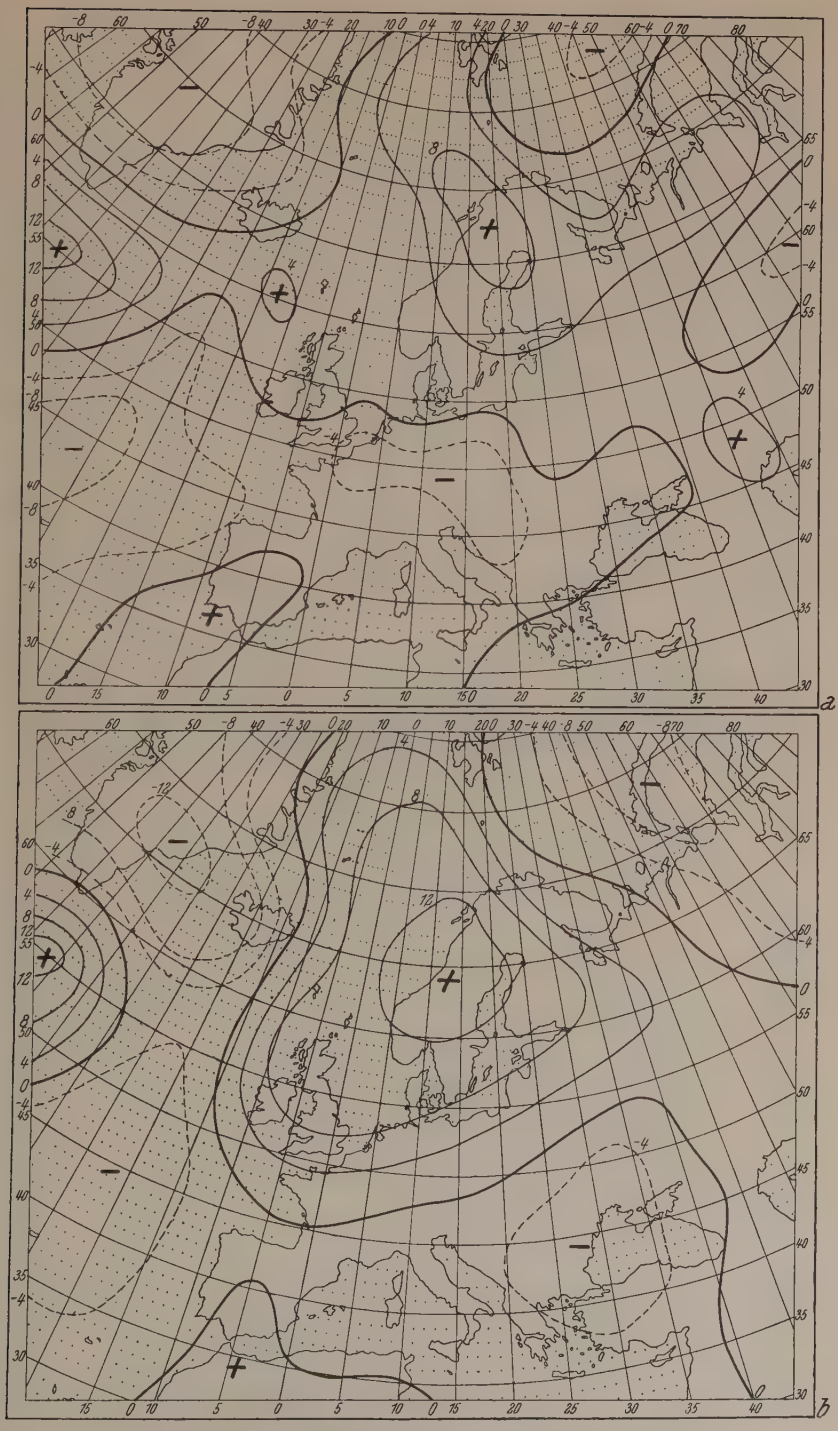


Abb. 6. a) Vorausberechnete Änderung (Prognosentag 6. Dezember 1956)
b) Eingetroffene Änderung

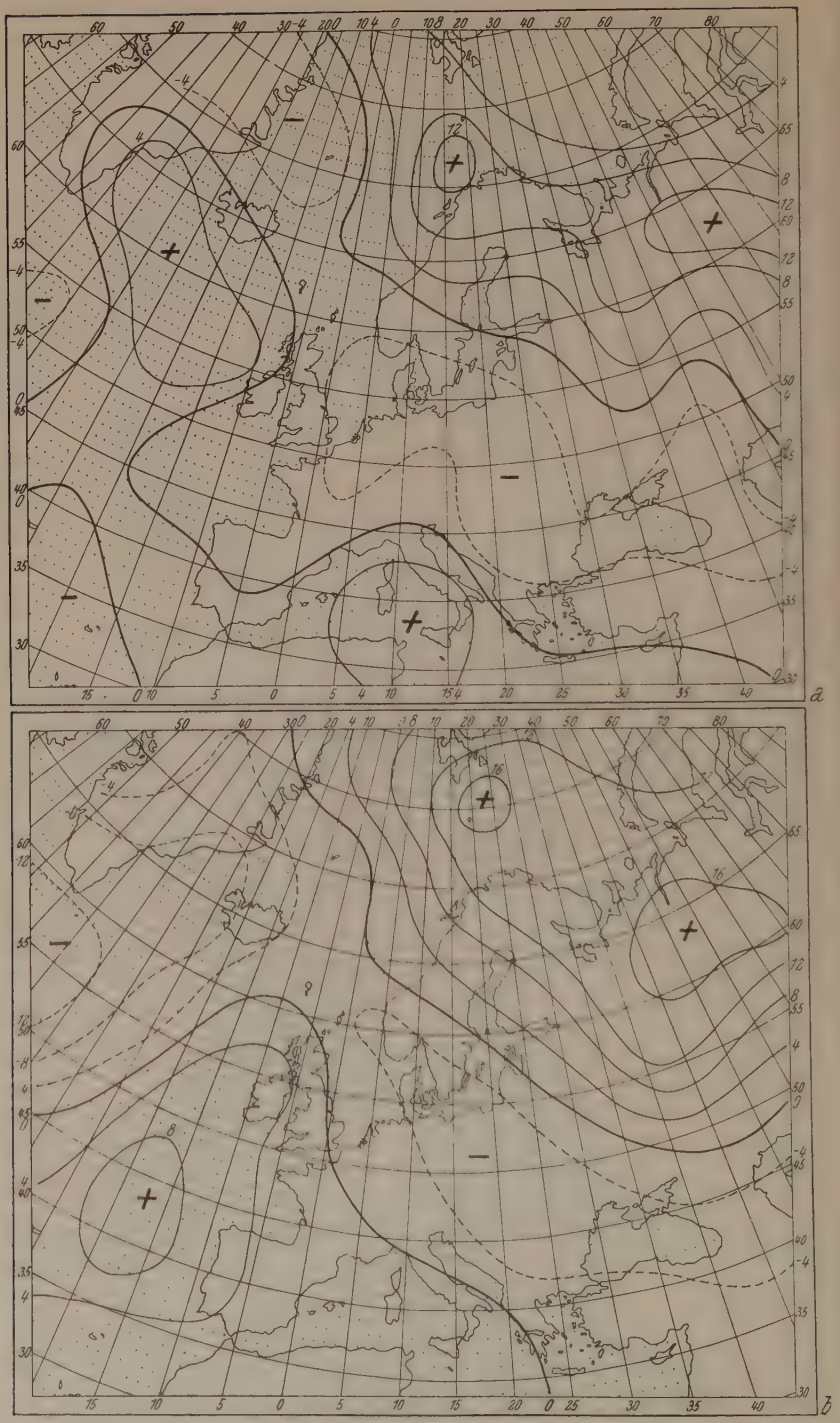


Abb. 7. a) Vorausberechnete Änderung (Prognosentag 24. Januar 1957)
b) Eingetroffene Änderung

räumlichen Mittelns naturgemäß im Randgebiet fehlerhafte Resultate liefern kann, so daß die Verifizierung eigentlich nur für einen um die Gitterdistanz verminderten Bereich möglich ist.

Im allgemeinen ist es jedoch nicht leicht möglich, lediglich durch Betrachten der entsprechenden Karten ein endgültiges Urteil über die Güte der Prognose zu geben. Beispielsweise muß die Vorausberechnung der Druckfläche im Falle der Abb. 3 bis 4 als sehr befriedigend bezeichnet werden, da die stattgefundene Verlagerung des Tiefzentrums von der nordnorwegischen Küste nach Finnland richtig erfaßt wurde. Andererseits zeigen jedoch die dazugehörenden Änderungskarten (Abb. 5a und 5b), daß die Intensität des für die eben erwähnte Verlagerung verantwortlichen Fallgebietes über dem östlichen Europa unterschätzt wurde, obwohl die Lage einigermaßen richtig getroffen wurde. Es hat sich als zweckmäßig herausgestellt, als quantitatives Maß für die Treffsicherheit

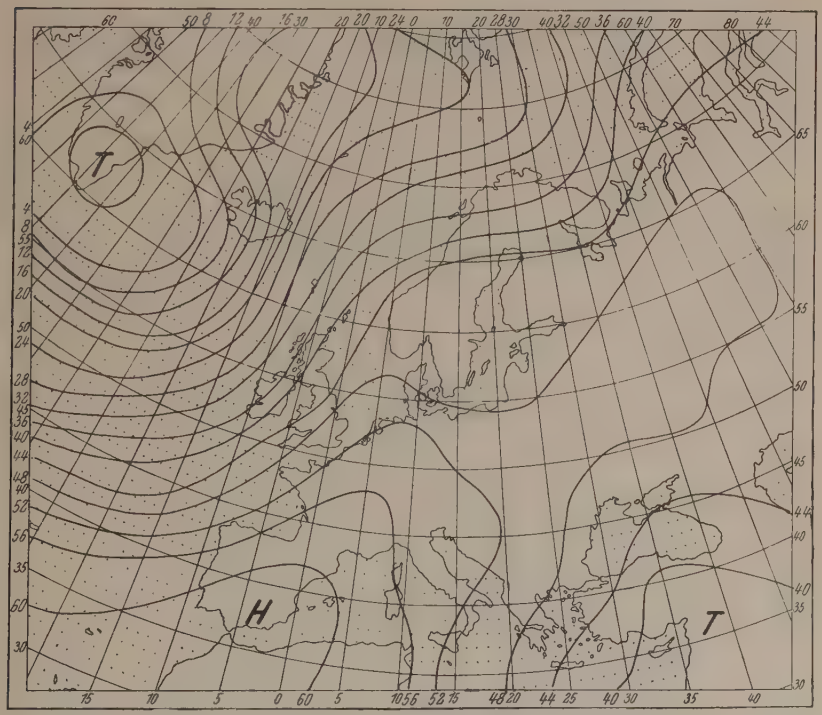


Abb. 8. Ausgangslage für die Prognose am 31. Januar 1957

einer prognostizierten Feldverteilung eines meteorologischen Elementes (in unserem Falle der Höhe der 850mb-Fläche) gewisse $KK\dagger$ zu berechnen. Dies wurde auf folgende Weise bewerkstelligt. Bei den 10 untersuchten Wetterlagen wurde für die in der Abb. 1 bezifferten Bezugspunkte das Mittel gebildet und dann die Abweichungen der eingetroffenen

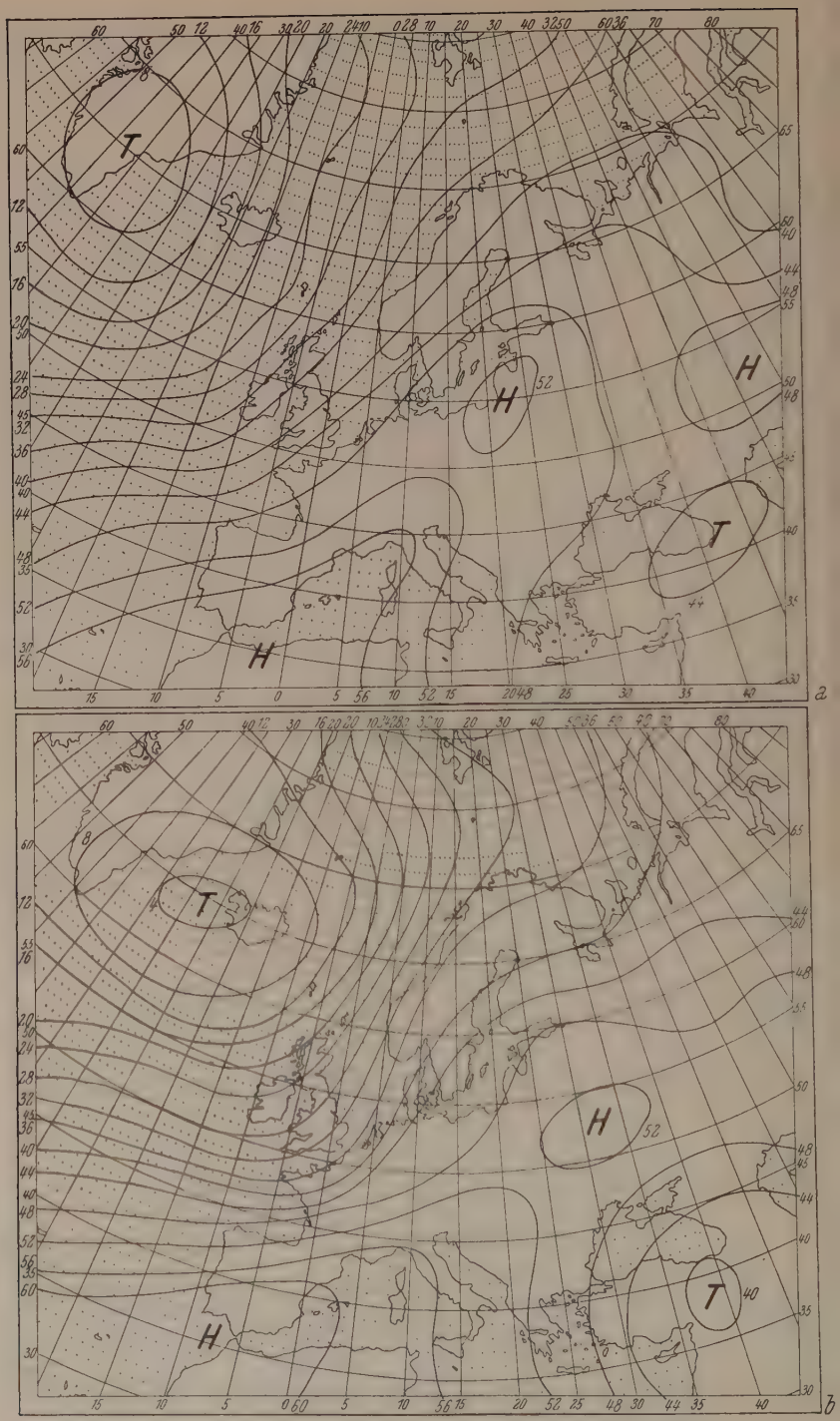


Abb. 9. a) Vorausberechnete Lage (Prognosentag 31. Januar 1957)
b) Eingetroffene Lage

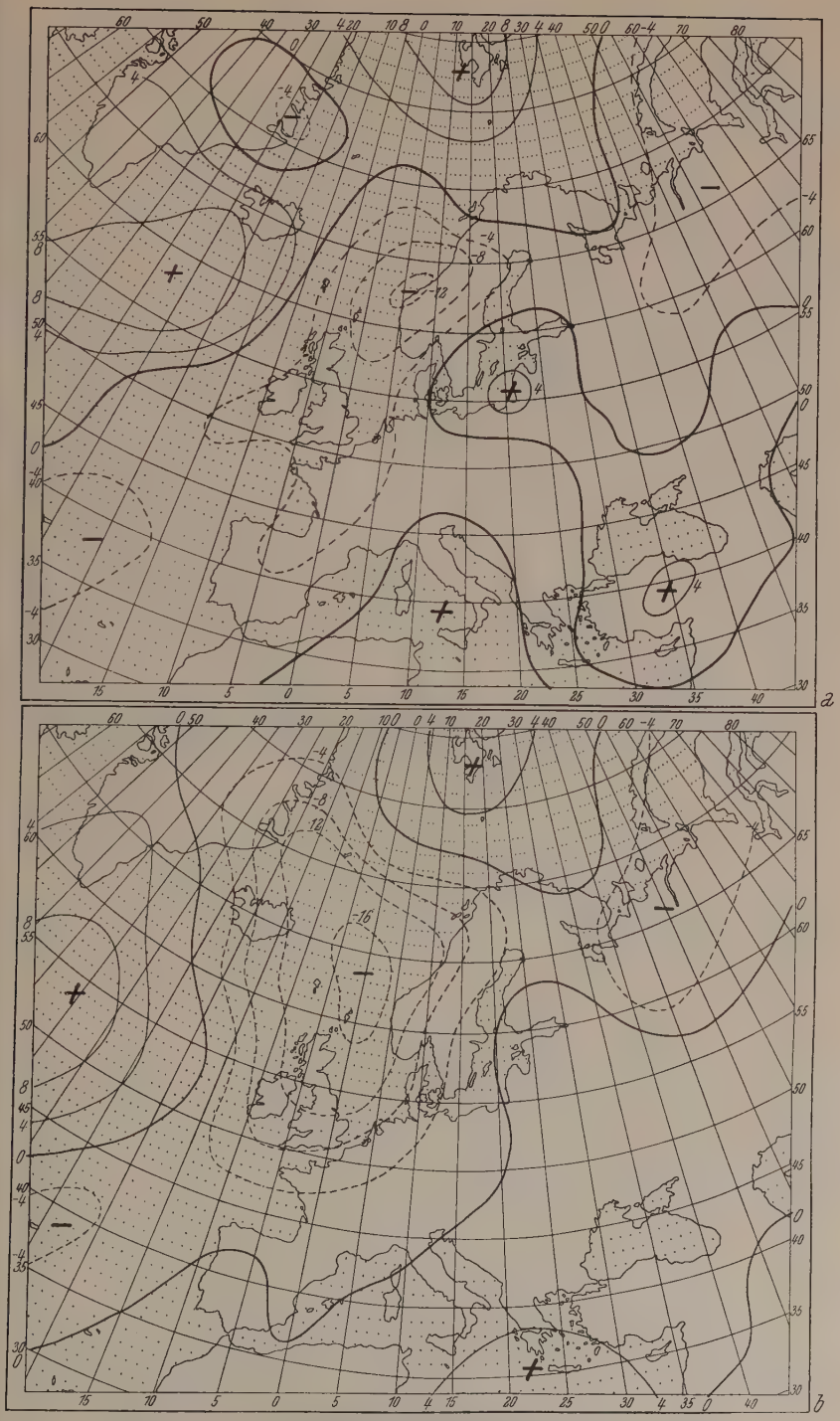


Abb. 10. a) Vorausberechnete Änderung (Prognosentag 31. Januar 1957)
b) Eingetroffene Änderung

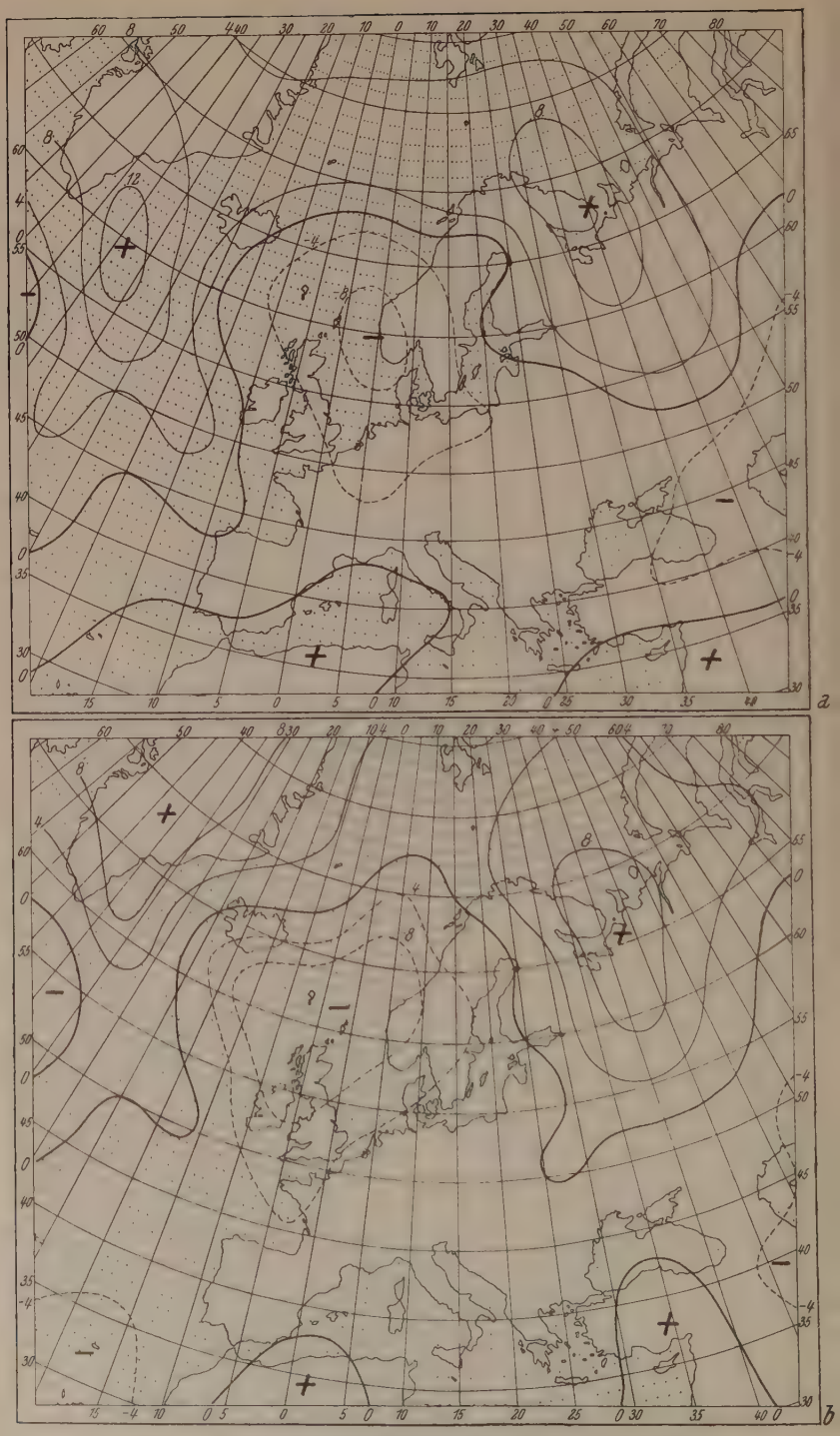


Abb. 11. a) Vorausberechnete Änderung (Prognosentag 4. Februar 1957)
b) Eingetroffene Änderung

Werte von ihrem Mittel mit den vorausberechneten Abweichungen korreliert. Die so gewonnenen KKf stellen ein Maß für die Genauigkeit dar, mit der die Feldverteilung im mitteleuropäischen Raum erfaßt wurde. Es ergaben sich folgende Werte:

Datum	3. XII.	6. XII.	10. XII.	13. XII.	17. XII.	20. XII.	1956
KKf	0,86	0,89	0,97	0,96	0,90	0,90	

Datum	24. I.	31. I.	4. II.	7. II.	1957
KKf	0,96	0,95	0,98	0,97	

Wie man sieht, sind die KKf sehr hoch, was natürlich nach denjenigen der Tabelle 1 bis zu einem gewissen Grad zu erwarten war.

Damit scheint die Brauchbarkeit der Prognosenformel (5) erwiesen zu sein. Auf die synoptische Auswertung der Vorhersagekarten soll hier nicht näher eingegangen werden. Sie erfolgt nach ähnlichen Gesichtspunkten, wie bei der gewöhnlichen synoptischen Vorhersagekarte, die für einen bestimmten Zeitpunkt konstruiert wird. Wie eingangs bereits erwähnt wurde, kann allerdings eine Lage von Luftmassengrenzen in einer 24stündigen Mittelkarte nicht aufscheinen. Die Deutung muß also wesentlich mehr von der Isohypsenform ausgehen und besondere Beachtung der Bildung von zyklonalen und antizyklonalen Krümmungen (zyklonale und antizyklonale Vorticity) schenken. Seit Februar 1957 wird an der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien zweimal wöchentlich (Montag und Donnerstag) regelmäßig neben anderen Methoden auch eine Vorhersagekarte nach der hier entwickelten Prognosenformel im praktischen Prognosendienst berechnet und verwendet. Die bisherigen Erfahrungen haben die Brauchbarkeit weitgehend bestätigt. Nach Vorliegen eines genügend großen Materials wird ein entsprechender Bericht gegeben werden.

Zum Abschluß wollen wir noch betonen, daß die hier entwickelte Methode erst den Anfang des weiter oben dargelegten Programms darstellt. Weitere Untersuchungen sind bereits begonnen worden, um vor allem auch dem Kompensations- oder Gegenläufigkeitsprinzip Rechnung zu tragen.

Literatur

1. Reuter, H.: Methoden und Probleme der Wettervorhersage. Springer, Wien 1954.
2. Namias, J.: Extended forecasting by mean circulation methods. Washington, US-Weather Bureau, 1947.
3. Reuter, H.: Über die Voraussage zeitlich gemittelter Höhenkarten für Zwecke mittelfristiger Wetterprognosen. Arch. Met. Geoph. Biokl., Serie A, **9**, 434—438 (1956).

551.509.25:551.509.33

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien)

Ergebnisse einer Versuchsreihe mit vorausberechneten Höhenkarten über mittelfristige Zeiträume

Von

L. Kletter

Mit 5 Textabbildungen

Zusammenfassung. Es wird über die weitere Entwicklung der Wiener Vorhersagemethode über mittelfristige Zeiträume berichtet. Das ursprünglich verwendete Verfahren wurde modifiziert und wesentlich erweitert. Als Grundlage der über vier Tage sich erstreckenden Mittelfristprognose, die ab 6. 11. 1956 regelmäßig in den Wetterberichten der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien mit sämtlichen Unterlagen veröffentlicht wird, dient eine Folge von vier Mittelkarten. Sie werden punkteweise mit Hilfe einfacher Gleichungen berechnet.

An einigen Beispielen wird sodann der Arbeitsvorgang erläutert, der verhältnismäßig einfach und objektiv ist. Die Versuchsserie, über welche hier berichtet wird, ergab für die 48stündige und für die erweiterte 72stündige Vorhersagekarte den Korrelationskoeffizienten 0,850 bzw. 0,841. Die Methode ist für den täglichen praktischen Vorhersagedienst gut verwendbar, vor allem auch an kleineren Wetterdienststellen mit begrenztem personellem und materiellem Aufwand.

Summary. A report is given about the further development of the Viennese method of mean-term weather forecasting. The original procedure used has been modified and extended to a great deal. A series of four mean forecast maps is regulary constructed as a basis of the extended weather forecast four days in advance. The result has been published since 6. 11. 1956 in the „Wetterbericht der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien". The relatively simple and objective procedure, by which the computation for a sufficient number of points of the pressure field was carried out, is illustrated by some examples.

The test series reported in this paper for 48 — and 72 — hours forecast maps yielded for the skill a correlation coefficient of 0,850 resp. 0,841. The method is easily applicable in daily routine forecast work also in weather offices with not too much effort.

Résumé. La méthode viennoise de prévision du temps à moyenne échéance a été développée, partiellement modifiée et notablement étendue. La prévision qui est régulièrement publiée depuis le 6 novembre 1956 dans le bulletin

météorologique de la Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik à Vienne couvre quatre jours; elle se fonde sur une de quatre cartes moyennes qui se calculent point par point à l'aide de fonctions simples.

Quelques exemples illustrent le procédé assez simple et objectif. La série d'essai étudiée ici a fourni pour la carte de prévision de 48 heures de 72 heures les coefficients de corrélation respectifs de 0,850 et de 0,841. La méthode est d'un emploi facile dans les services de prévision, surtout dans les petits établissements à ressources et personnel réduits.

Vorliegende Arbeit berichtet über das Ergebnis einer Versuchsreihe mit vorausberechneten Mittelwert-Höhenkarten im 850 mb-Niveau, die von Juli 1956 bis Februar 1957 laufend durchgeführt wurde. Während dieser Zeit wurden zweimal wöchentlich, und zwar jeweils Montag und Donnerstag, Wetterprognosen herausgebracht, die sich über einen viertägigen Zeitraum erstreckten. Die am Montag formulierte Prognose war daher bis einschließlich Freitag, die Donnerstag-Prognose bis einschließlich Montag gültig.

Als Prognosengrundlage diente eine Serie von vier Mittelwert-Höhenkarten, die punktweise mit Hilfe von einfachen Gleichungen berechnet wurden. Bei früheren Versuchen mit zeitlich gemittelten Höhenkarten wurde das Verfahren von Namias[*1*] einfach kopiert[*2*]. Bei den Versuchen, über die in vorliegender Arbeit berichtet wird, wurde die Namias-Formel verschiedentlich wesentlich modifiziert und erweitert.

I. Theoretische Grundlagen

Die zur Berechnung der mittleren Topographie im 700 mb-Niveau über den Zeitraum (−2) bis (+3) und über einem bestimmten Punkt des Prognosengebietes verwendete Formel von Namias lautet:

$$H = \frac{1}{10}\,(h_{-2p} + h_{-1a} + h_{-1p} + h_{oa} + 4h_{op} + 2N) \qquad (1)$$

Es bedeuten:

H ..... Fünftagemittel der Höhe der absoluten Topographie der 850 mb-Fläche über einem Punkt des Prognosengebietes.

h_{na}, h_{np} .... Höhe der 850 mb-Fläche am n-ten Tag ante oder post meridiem, bezogen auf einen Punkt des Prognosengebietes.

N ..... Normale Topographie der 850 mb-Fläche.

Namias fand beim Vergleich von Berechnung und Messung Korrelationskoeffizienten *(KKf)* von 0,985. Dieser übertrieben gute Wert kommt dadurch zustande, daß in Gleichung (1) ja fünf Werte, nämlich h_{-2p}, h_{-1a}, h_{-1p}, h_{-oa} und h_{op} richtige Meßwerte sind. h_{op} ist der letzte gemessene Wert, der mit dem Faktor 4 in die Gleichung eingeht und dadurch der Erhaltungsneigung des Druckfeldes entgegenkommt. Es ist daher nicht verwunderlich, daß Namias einen so hohen *KKf* findet.

Formel (1) wurde nun in folgender Weise modifiziert:

1. Es wurde ein Übergang vom 700 mb-Niveau in das 850 mb-Niveau vorgenommen. Der Grund für den Abstieg in die nächst tiefere Hauptisobarenfläche wurde in früheren Arbeiten wiederholt begründet [*2*, *3*]. Der Übergang von der 700 mb- zur 850 mb-Fläche ist statthaft, wie eine

Überprüfung einer großen Anzahl von Fällen vom November 1955 bis Mai 1956 für den mitteleuropäischen Raum ergab [3]. Insgesamt wurde für 200 Fälle der $KK\!f$ zwischen $(h_{op}-N)$ und $(S-5N)$ berechnet. Er ergab sich zu 0,67, der Faktor der Regressionsgleichung war 3,03. Die entsprechenden Werte bei Namias im 700mb-Niveau für Nordamerika waren $KK\!f = 0{,}66$ und $k = 3$. Die Übereinstimmung ist also nahezu vollständig.

2. Es wurde Gleichung (1) in zwei Teile gespalten: in einen „aktuellen" Teil, der nur Meßwerte enthält, und in einen „Vorhersageteil", der sich aus der vorgenommenen Substitution [2] ableitet. Die Gleichungen haben dann die folgende Form:

$$\text{Aktueller Teil: } H = \frac{1}{5}(h_{-2p} + h_{-1a} + h_{-1p} + h_{oa} + h_{op}) \tag{2}$$

$$\text{Vorhersageteil: } H = \frac{1}{5}(3h_{op} + 2N) \tag{3}$$

3. Es wurde Gleichung (1) mit Hilfe der synoptischen Vorhersagekarte erweitert. Die Vorgangsweise wurde bereits früher eingehend beschrieben [4]. Nach Durchführung des dort beschriebenen Verfahrens erhält man:

$$H' = \frac{1}{10}(h_{oa} + h_{op} + h_{1a} + m + 4V + 2N) \tag{4}$$

Es bedeuten:

H' .....erweitertes Fünftagemittel
V .....Höhe der vorhergesagten 850 mb-Fläche
$m = \dfrac{h_{1a} + V}{2}$

In Gleichung (4) wurden die in der Vergangenheit liegenden Werte h_{oa}, h_{op}, h_{1a} vernachlässigt, so daß die erweiterte Prognosenformel schließlich lautet:

$$H'' = \frac{1}{7}(m + 4V + 2N)$$

Die mit Gleichung (4) berechnete erweiterte Vorhersagekarte erstreckt sich über den Zeitraum $(0a)$ bis $(4p)$.

4. Es wurden mittelfristige Tendenzkarten in folgender Weise berechnet: Es wurde ein zweitägiges Zeitintervall in der Weise ausgewählt, daß die Tendenz die Differenz zwischen zwei fünftägigen Mitteln, die zwei Tage auseinanderliegen, darstellt. Das eine fünftägige Mittel soll sich z. B. von $(-1a)$ bis $(+3p)$, das andere von $(+1a)$ bis $(+5p)$ erstrecken. Für die Tendenz T ergibt sich dann [4]:

$$T' = \frac{1}{10}(2V + 2N - h_{op} - h_{oa} - h_{-1p} - h_{-1a}) \tag{6}$$

II. Praktische Erfahrungen

Zur Aufstellung einer mittelfristigen Wettervorhersage über vier Tage sind vier Karten nach folgenden Gleichungen zu berechnen:

1. Karte (Ausgangslage): 48stündiges Mittel, Zeitraum $(-2p)$ bis $(0p)$

$$H_1 = \frac{1}{5}(h_{-2p} + h_{-1a} + h_{-1p} + h_{oa} + h_{op}) \qquad \text{I}$$

2. Karte (Vorhersage): 48stündiges Mittel, Zeitraum $(+1a)$ bis $(+3a)$

$$H_2 = \frac{1}{5}(3h_{op} + 2N) \qquad \text{II}$$

3. Karte (Erweiterte Vorhersage): 72stündiges Mittel, Zeitraum $(+1p)$ bis $(+4p)$

$$H_3 = \frac{1}{7}(m + 4V + 2N) \qquad \text{III}$$

4. Karte (Weitere mittlere Änderung): bis $(+5p)$

$$T = \frac{1}{10}(2V + 2N - h_{op} - h_{oa} - h_{-1p} - h_{-1a}) \qquad \text{IV}$$

Das Prognosengebiet umfaßt Europa und den Nordatlantik. In diesem Raum wurden 86 Gitterpunkte ausgewählt (Abb. 1), für welche die H_i- und T-Werte berechnet werden. Bei den bisher durchgeführten

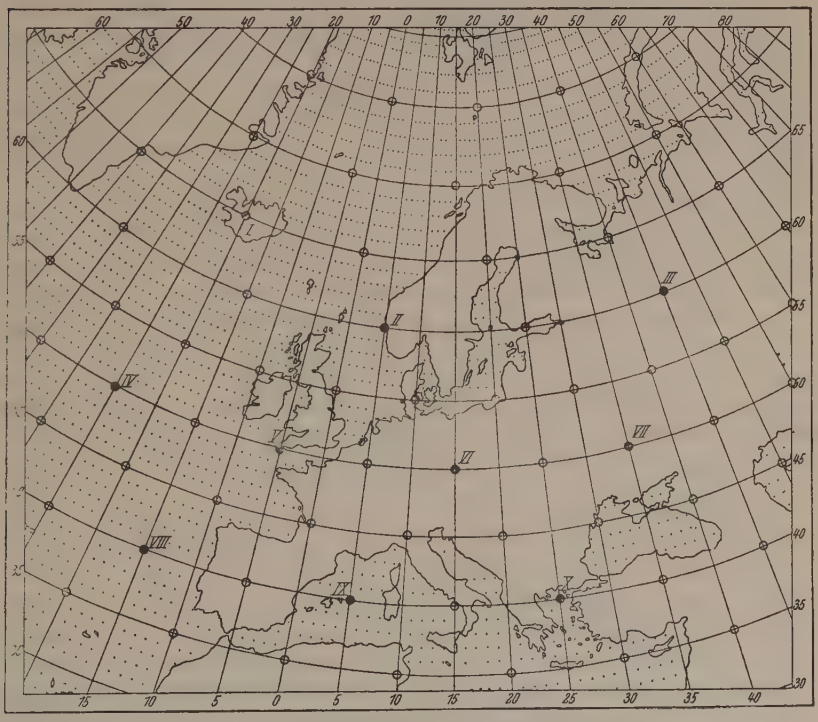


Abb. 1. Für die Berechnungen verwendetes Stationsnetz

zahlreichen Berechnungen wurde die Mittelfristprognose jeweils Montag und Donnerstag aufgestellt. Als 0-ter Tag wurde Sonntag bzw. Mittwoch genommen. Der Prognosenzeitraum, der sich von 0 bis $+5p$ erstreckt, ist dann mit Freitag bzw. Montag begrenzt. Mit der Berechnung von H_1 und H_2 kann bereits Montag bzw. Donnerstag früh begonnen werden, da zu dieser Zeit alle bei der Rechenoperation gebrauchten Werte vorliegen. Die Werte für den Termin $(1a)$, der für m in H_3 erforderlich ist, kommen

zwischen 10 und 11 Uhr hinzu. Mit der Berechnung der vorhergesagten 850 mb-Karte kann um 12 Uhr begonnen werden, sie ist spätestens um 13 Uhr durchgeführt. Sofort nach Vorliegen der Werte V können nun H_3 und T berechnet werden. Spätestens um 14.30 liegt die vollständige Kartenserie (H_1, H_2, H_3, T) ausgezeichnet vor und der Meteorologe kann mit der Formulierung der mittelfristigen Wetterübersicht und Vorhersage beginnen.

Der herausgegebene Text der „Mittelfristigen Wetterübersicht und Vorhersage" [5] setzt sich aus vier Teilen zusammen:

Im *ersten Absatz* wird kurz die tatsächlich eingetretene Wetterentwicklung mit der auf Grund der letzten Mittelfristprognose erwarteten Entwicklung verglichen (Wetter-Vergangenheit).

Im *zweiten Absatz* wird die Ausgangslage beschrieben, wie sie sich aus der ersten Mittelkarte (48stündiges Mittel von $-2p$ bis $0p$), aber auch aus den zuletzt verfügbaren synoptischen Karten ergibt (Wetter – Gegenwart).

Im *dritten Absatz* wird die voraussichtliche Entwicklung des Druck-, Strömungs- und Temperaturfeldes beschrieben, wie es die beiden Vorhersagekarten und die Änderungskarten erwarten lassen (Wetter – Zukunft).

Zwischen zweiten und dritten Abschnitt wird eine Schlagzeile über die Großwetterlage eingefügt. Dabei soll möglichst schon auf die voraussichtliche Entwicklung der Großwetterlage hingewiesen werden.

Der *vierte Abschnitt* enthält eine regionale mittelfristige Wettervorschau, die in den folgenden Beispielen für Österreich bestimmt ist.

Mit Hilfe der folgenden praktisch durchgeführten Beispiele soll nun dargelegt werden, daß die beschriebene Methode zu einer Verbesserung der mittelfristigen Wettervorhersage führt. Einer der Hauptgründe der Verbesserung liegt darin, daß sich die Vorhersage auf ein Rechenergebnis, also auf *objektive Grundlagen*, stützen kann.

1. Beispiel: Mittelfristige Wetterübersicht und Vorhersage, herausgegeben am Donnerstag, den 6. Dezember 1956, für den Zeitraum 6. bis 10. Dezember 1956.

Die in mittleren Breiten herrschende stürmische Westströmung hat im Vorhersagezeitraum weiter angehalten. Infolge ununterbrochener Zufuhr milder Meeresluft nach Mitteleuropa lag das Tagesmittel der Temperatur 3 bis 7 Grad über dem Normalwert. Die Geschwindigkeit des Windes erreichte wiederholt Spitzenwerte, die in Wien über 100 km/h lagen.

Die Ausgangslage zeigt ausgeprägt eine lebhafte Zonalströmung (Abb. 2a). Der Verlauf der Isolinien über Mitteleuropa ist von der Nordsee gegen den Balkan gerichtet. Im zonalen Windprofil zeigt sich eine Abschwächung des Westwindmaximums und dessen Trend nach Süden. (Über die Berechnung der zonalen Windkomponente im 850 mb-Niveau auf der Nordhalbkugel und die Verwendung zonaler Windprofile bei der Mittelfristprognose wurde ebenfalls schon berichtet [2]).

Tendenz der Großwetterlage: Abflauende Nordwestwindlage.

In den Vorhersagekarten (Abb. 2b, c) wird diese Entwicklung fortgeführt. Der besonders in der erweiterten Vorhersagekarte (Abb. 2c) in Erscheinung tretende Vorstoß des Subtropenhochs nach Norden läßt die Umstellung der Zonalströmung auf meridionale Konfiguration erwarten. Mitteleuropa kommt dadurch zunächst auf die Ostseite des sich bildenden Hochdruckrückens zu liegen. Das bedeutet Zufuhr von Kaltluft, die Wetterberuhigung einleiten wird.

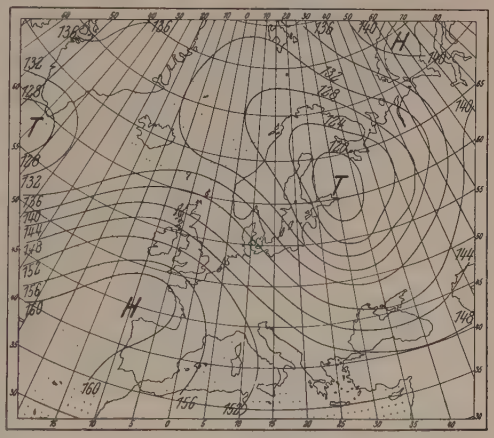


Abb. 2a) Ausgangslage, 850 mb, 48stündiges Mittel, 3. 12. 15 Uhr bis 5. 12. 15 Uhr 1956.

Die mittlere Änderungskarte (Abb. 2d) läßt eine Verlagerung des Hochrückens nach Osten und Übergreifen der Vorderseite des nächsten Atlantiktiefs auf das europäische Festland erwarten.

Wettervorschau bis Montag, den 10. Dezember 1956: Zunächst noch unbeständig, verhältnismäßig mild und windig. Vom Samstag an Wetterberuhigung und kälter als an den Vortagen. Verbreitet wieder Auftreten von Frost.

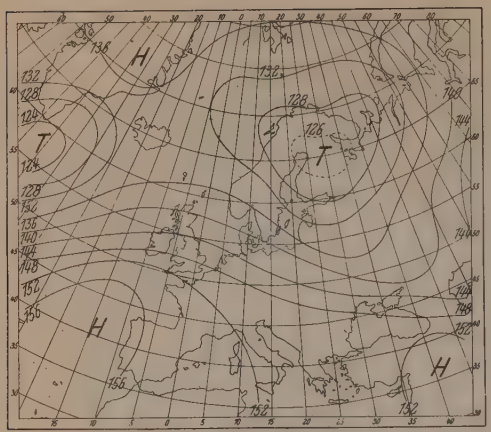
Kritik der Prognose

Die Achse des vom Subtropenhoch ausgehenden Hochkeils lag am 6. über den Britischen Inseln und im Seengebiet zwischen Island und Skandinavien, am 8. über dem Ärmelkanal, der Nordsee und Skandinavien und am 10. über Osteuropa. Mitteleuropa lag daher vom 6. bis 8. Dezember auf der Ostseite des Hochdruckrückens, am 9. und 10. Dezember im zentralen Teil dieses Rückens. Diese Druckentwicklung führte, wie vorhergesagt, zu Wetterberuhigung und Frost.

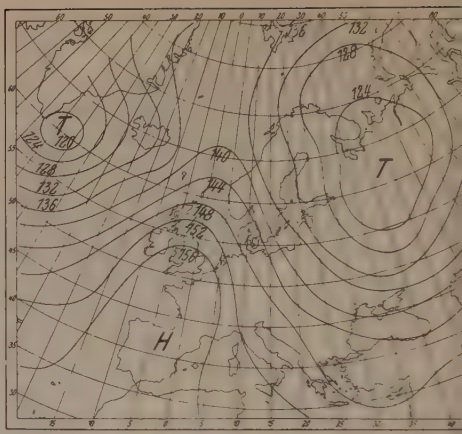
Das nächste Nordatlantiktief erreichte am 10. Dezember mit seinem Zentrum Island. Das europäische Festland gelangte dadurch an die Vorderseite des Tiefs. Alle für den Zeitraum vom 6. bis 10. Dezember angegebenen Druckentwicklungen sind daher eingetroffen.

Vom 6. bis 8. Dezember war das Wetter in Österreich unbeständig, regnerisch und dabei mild. Das Tagesmittel der Temperatur lag z. B. in Salzburg in diesen Tagen 5 bis 7° über dem Normalwert, vom 8. bis 9. trat Wetterberuhigung ein, die mit Abkühlung verknüpft war. Am 10. früh trat in den Niederungen verbreitet Frost auf. In Innsbruck unterschritt am 10. das Tagesmittel der Temperatur den Normalwert um 1°. Die Temperatur auf dem Sonnblick sank von −7° am 6. auf −12° am 9.

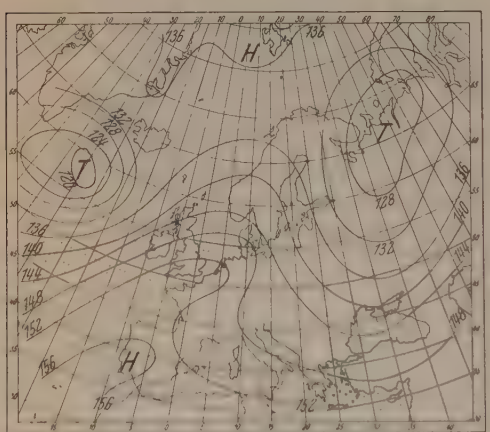
Vergleicht man die berechneten Vorhersagekarten in Abb. 2b, c mit den nach Vorliegen der Meßwerte im nachhinein gezeichneten Karten



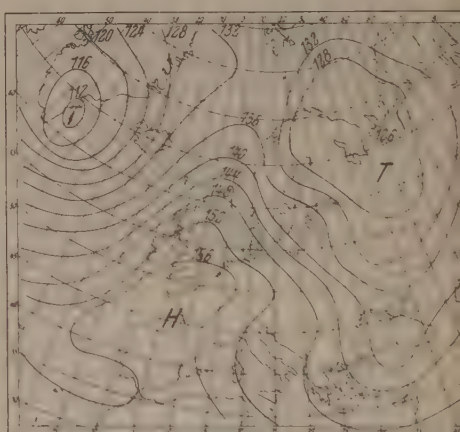
2b) Vorhersage, 850mb, 48stündiges Mittel, 6. 12. 3 Uhr bis 8. 12. 3 Uhr 1956



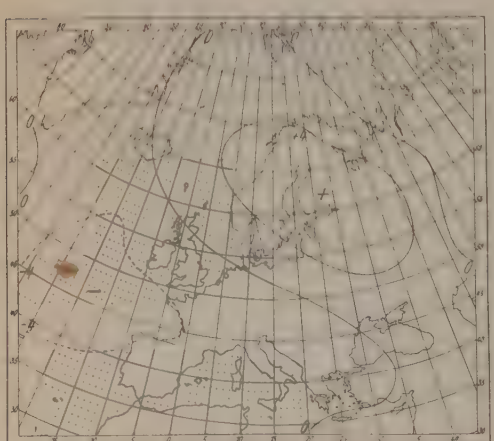
2e) Beobachtetes 48stündiges Mittel, 6. 12. 3 Uhr 8. 12. 3 Uhr 1956



2c) Erweiterte Vorhersage, 850mb, 72stündiges Mittel, 6. 12. 15 Uhr bis 9. 12. 15 Uhr 1956



2f) Beobachtetes 72stündiges Mittel, 850mb, 6. 12. 15 bis 9. 12. 15 Uhr 1956



2d) Weitere mittlere Änderung, 850mb, bis 10. 12. 15 Uhr 1956

2g) Beobachtete weitere mittlere Änderung, 850mb 10. 12. 15 Uhr 1956

(Abb. 2e, f), so ergibt sich, daß in der Vorhersagekarte (vergl. Abb. 2b mit 2e) die Werte über den Britischen Inseln und zwischen Island und Skandinavien zu niedrig ausgefallen sind, wodurch der von Spanien bis zum Nördlichen Eismeer reichende Hochausläufer in der Vorhersagekarte nicht genügend deutlich zur Geltung kommt.

Auch in der erweiterten Vorhersagekarte (vlg. 2c mit 2f) sind die absoluten Werte in den erwähnten Gebieten etwas zu niedrig, die Isohypsenformen sind jedoch sehr ähnlich und geben die Entwicklung richtig an. In der Änderungskarte (vgl. 2d mit 2g) ist vor allem Lage und Intensität des Drucksteiggebietes gut getroffen. Das Fallgebiet stimmt hinsichtlich Lage gut überein, in der Stärke ergeben sich jedoch Verschiedenheiten.

Dieses 1. Beispiel zeigte die gut gelungene Vorhersage der Umstellung von einer *Zonallage* in eine *Meridionallage* im mittelfristigen Zeitraum von vier Tagen. Das folgende 2. Beispiel zeigt den inversen Fall, nämlich die Rückbildung der Meridionallage in die Zonallage.

2. Beispiel: Mittelfristige Wetterübersicht und Vorhersage, herausgegeben am Montag, den 10. Dezember 1956, für den Zeitraum vom 10. bis 14. Dezember 1956.

Der über Westeuropa in Erscheinung getretene Hochdruckrücken hat sich, wie erwartet, in östlicher Richtung verlagert. Am 8. lag Mitteleuropa noch auf der Ostseite, am 9. bereits im zentralen Teil des Hochrückens. Diese Druckentwicklung führte zu Wetterberuhigung und Frost.

Die Ausgangslage zeigt einen wellenförmigen Verlauf der Isolinien (planetarische Wellen), die über dem Ostatlantik und Rußland Tiefdrucktröge, über West- und Mitteleuropa dagegen einen Hochdruckrücken bilden (Abb. 3a) Das zonale Windprofil zeigt zwischen 50° und 60° nördlicher Breite eine Verstärkung des Westwindmaximums.

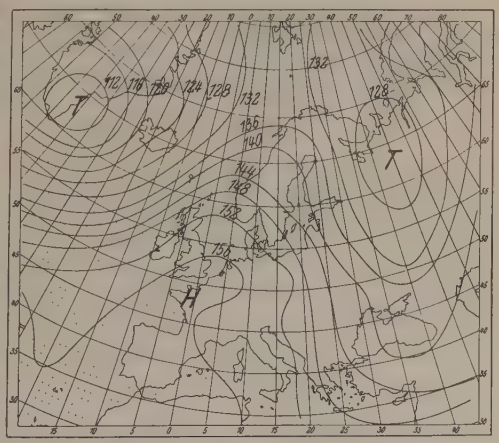
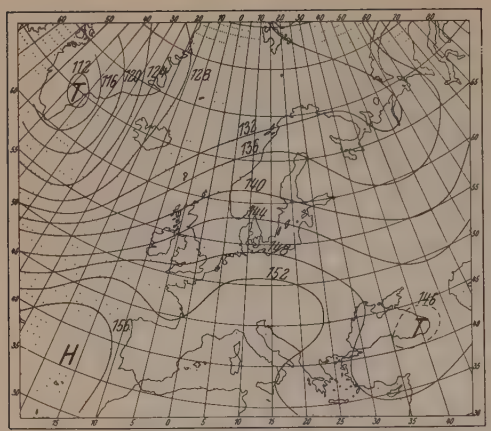


Abb. 3a) Ausgangslage, 850 mb, 48stündiges Mittel, 7. 12. 15 Uhr bis 9. 12. 15 Uhr 1956

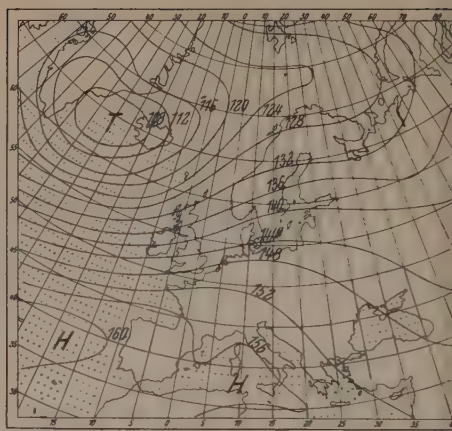
Tendenz der Großwetterlage: Übergang zur Westwetterlage.

Die Vorhersagekarten lassen eine Glättung des planetarischen Wellensystems erwarten (Abb. 3b, c). Die Achse des Hochdruckrückens nimmt eine zunehmend zonale Lage ein und die Tröge werden aufgefüllt. Die Folge ist eine Rückkehr zur zonalen Strömungslage, wie sie seit 25. November vorherrschend ist.

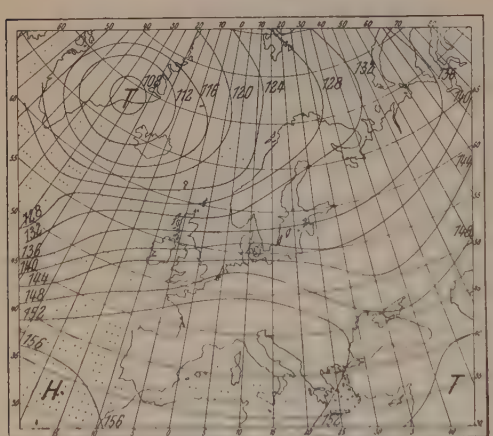
Die weitere mittlere Änderung läßt auch gegen Ende des Vorhersagezeitraumes und darüber hinaus keine wesentliche Änderung der euro-



3b) Vorhersage, 850 mb, 48stündiges Mittel, 10. 12. 3 Uhr bis 12. 12. 3 Uhr 1956



3e) Beobachtetes 48stündiges Mittel, 850 mb, 10. 12. 3 bis 12. 12. 3 Uhr 1956



3c) Erweiterte Vorhersage, 850 mb, 72stündiges Mittel, 10. 12. 15 Uhr bis 13. 12. 15 Uhr 1956

3f) Beobachtetes 72stündiges Mittel, 850 mb, 10. 12. 1 bis 13. 12. 15 Uhr 1956

3d) Weitere mittlere Änderung, 850 mb, bis 14. 12. 15 Uhr 1956

3g) Beobachtete weitere mittlere Änderung, 850 m 14. 12. 15 Uhr 1956

päischen Wetterlage erwarten. Die über der Nordsee und westlich der Azoren gelegenen mittelfristigen Druckfallgebiete weisen auf die unveränderte Aktivität der nordatlantischen Tiefdruckgebiete und ihren Einfluß vor allem auf Westeuropa hin (Abb. 3d). Das Drucksteiggebiet im russischen Raum wird die Zyklonentätigkeit über Osteuropa z. T. blockieren.

Wettervorschau bis Freitag, den 14. Dezember 1956: Mildes Westwetter. Veränderlich bewölkt und windig. Gelegentlich etwas Niederschlag. Tagesmittel der Temperatur über dem Normalwert. Starke Verminderung der Nachtfrostgefahr, tagsüber Temperaturen bis 8° über dem Gefrierpunkt.

Kritik der Prognose

Die in der Prognose angekündigte Glättung des planetarischen Wellensystems ist eingetroffen und damit setzte sich auch die zonale Strömungslage vollkommen durch. Am 12. erschien westlich von Schottland ein Sturmtief, am 13. lag das Tiefzentrum südöstlich von Island. Über dem Nordatlantik und dem europäischen Festland herrschte zwischen 45° und 60° eine lebhafte bis stürmische Westströmung. Die Mittelfristprognose stimmte inhaltlich vollkommen mit der eingetroffenen Wetterentwicklung überein.

Auch die regionale Wettervorschau traf zu. Das Wetter war im Vorhersagezeitraum im Alpengebiet mild und wechselnd bewölkt. Niederschläge traten erst am 13. auf. Das Tagesmittel blieb 3 bis 6° über dem Normalwert. In Gmunden erreichte die Temperatur am 13. Dezember 11°.

Der Kartenvergleich zeigt eine ziemlich gute Übereinstimmung, vor allem der Abb. 3c (erweiterte Vorhersage) mit Abb. 3f. In der Vorhersage (Abb. 4b, e) fielen die Werte im nordwesteuropäischen Seengebiet zu hoch aus. Bei der weiteren mittleren Änderung (Abb. 3d, g) stimmen Lage und Intensität der Drucksteiggebiete gut überein. Die Lage des Druckfallgebietes ist gut getroffen, jedoch fiel es wesentlich stärker als berechnet aus.

3. Beispiel: Mittelfristige Wetterübersicht und Vorhersage, herausgegeben am Donnerstag, den 27. Dezember 1956, für den Zeitraum vom 27. bis 31. Dezember 1956.

Das Skandinavienhoch hat sich erwartungsgemäß verstärkt und war das wetterbestimmende Aktionszentrum der abgelaufenen Periode. Seinen Höhepunkt hat es etwas später, als angenommen, überschritten. Das Mittelmeertief ist nach Süden abgewandert, hat sich jedoch entgegen der Annahme abgeschwächt und seinen Einfluß auf unseren Raum verloren.

Über dem mittleren Atlantik hat sich die Tiefdrucktätigkeit verstärkt. Eine schmale Tiefdruckzone reicht von Südengland über den Balkan nach Anatolien (Abb. 4a). Die Westwindzone hat sich wieder etwas nach Norden ausgebreitet und liegt mit einem Maximum von 7,5 m/sec zwischen 40 und 45° nördlicher Breite. Das Ostwindmaximum liegt korre-

spondierend mit dem Zentrum des skandinavischen Hochdruckgebietes mit 2 m/sec in 60° nördlicher Breite.

Tendenz der Großwetterlage: Übergang von antizyklonaler Ostlage zu zyklonaler Südostlage.

Die Vorhersagekarten zeigen eine Abschwächung des skandinavischen Hochdruckgebietes vom Westen und seine Verlagerung nach Mittelrußland. Zugleich greifen die Ausläufer der atlantischen Sturmzyklone auf Westeuropa über (Abb. 4b, c). Auch die Änderungskarte zeigt, ebenso wie die Veränderung des zonalen Windprofils, eine gleichgerichtete Entwicklung. Über Fennoskandien fällt der Druck weiter, so daß der blockierende Einfluß des nordeuropäischen Hochs wegfällt. Der atlantische Druckfall reicht bis zu den Westalpen (Abb. 4d). Es werden daher atlantische Störungen in zunehmendem Maße zunächst auf West-, später auch auf Mitteleuropa übergreifen.

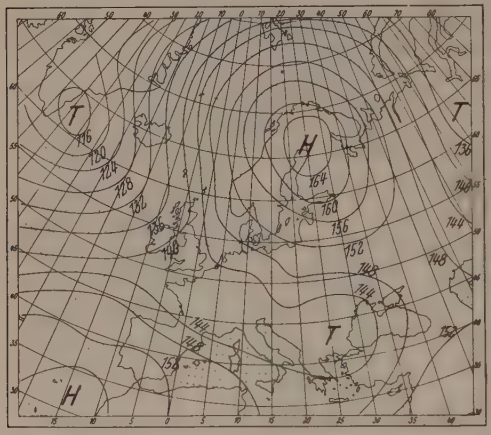


Abb. 4a) Ausgangslage, 850 mb, 48stündiges Mittel, 24. 12. 15 Uhr bis 26. 12. 15 Uhr 1956

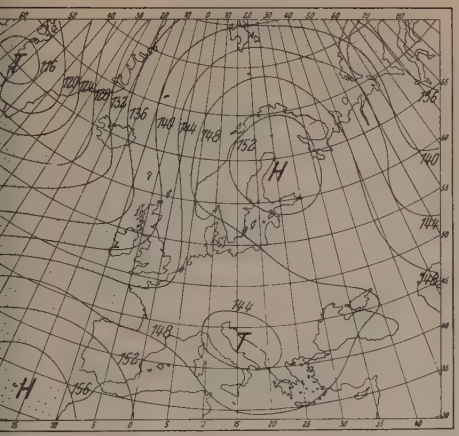
Wettervorschau bis Montag, den 31. Dezember 1956: Allgemein Fortbestand des Frostwetters, besonders im Osten und Süden Österreichs bei zum Teil klarem Nachthimmel strenger Morgenfrost. In Westösterreich dagegen leichte Frostmilderung, Bewölkungszunahme und zeitweise Schneefall. Gegen Wochenende auch im Osten und Süden Österreichs Bewölkungszunahme.

Kritik der Prognose

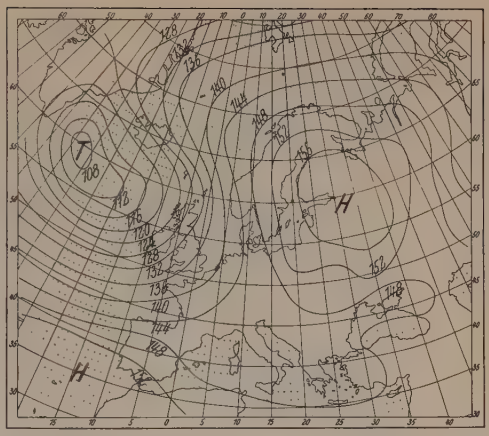
Das skandinavische Hoch verlagerte sich unter Abschwächung nach Mittelrußland. Dadurch konnte die Vorderseite des nordatlantischen Sturmtiefs auf Westeuropa übergreifen. Am 30. Dezember entwickelte sich über den Britischen Inseln ein Randtief, das in den Folgetagen wieder aufgefüllt wurde. In Westeuropa trat bis zum Rhein Erwärmung ein, im übrigen Mitteleuropa und im Alpenraum hielt sich, wie vorhergesagt, die kontinentale Kaltluft.

Im Alpengebiet trat bei vielfach klarem Nachthimmel strenger Morgenfrost auf; am 29. meldete Sillian, Osttirol, −20°, Innsbruck und Freistadt −15°. Gegen Ende des Vorhersagezeitraumes trat durch auffrischende südliche Höhenwinde im Alpengebiet Bewölkungszunahme, örtlich Schneefall und Frostmilderung ein.

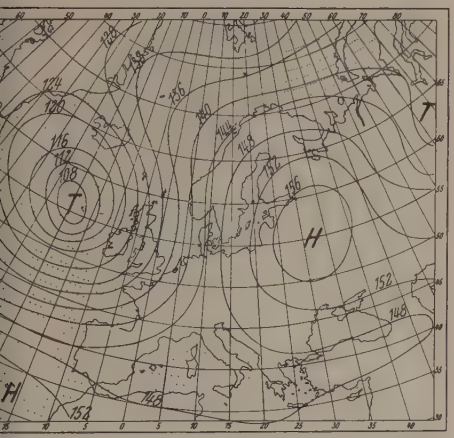
Die berechneten Vorhersagekarten (Abb. 4b, c) stimmen mit den nach Vorliegen der Messungsergebnisse gezeichneten Mittelkarten



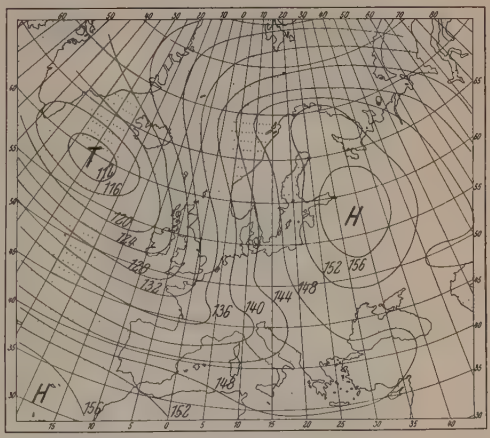
Vorhersage, 850 mb, 48stündiges Mittel, 27. 12. 3 Uhr bis 29. 12. 3 Uhr 1956



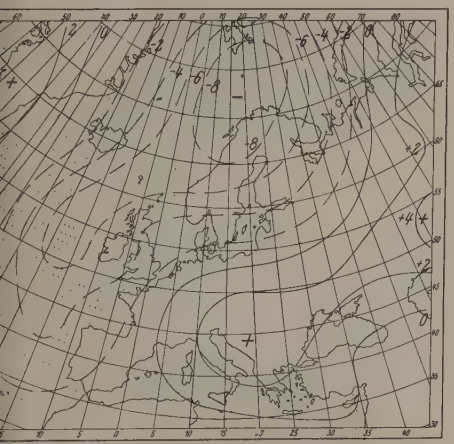
4e) Beobachtetes 48stündiges Mittel, 850 mb, 27. 12. 3 Uhr bis 29. 12. 3 Uhr 1956



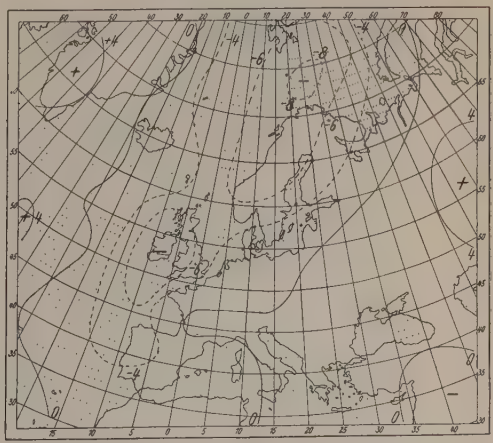
Erweiterte Vorhersage, 850 mb, 72stündiges Mittel, 27. 12. 15 Uhr bis 30. 12. 15 Uhr 1956



4f) Beobachtetes 72stündiges Mittel, 850 mb, 27. 12. 15 Uhr bis 30. 12 .15 Uhr 1956



Weitere mittlere Änderung, 850 mb, bis 31. 12. 15 Uhr 1956



4g) Beobachtete weitere mittlere Änderung, 850 mb, bis 31. 12. 15 Uhr 1956

(Abb. 4e, f), abgesehen von unwesentlichen Details, gut überein. Vor allem die Verlagerung des skandinavischen Hochs nach Süden, bei gleichzeitiger Abschwächung und das Übergreifen der südlichen Vorderseitenströmung des nordatlantischen Tiefs auf West- und Mitteleuropa kommt gut heraus. Auch die Berechnung der mittelfristigen Änderungskarte (Abb. 4d) zeigt ein gutes Resultat (Abb. 4g). Vor allem der starke und ausgedehnte Druckfall entlang der westeuropäischen Küste mit Schwerpunkt zwischen Spitzbergen und Nordskandinavien wurde gut erfaßt.

Das 3. Beispiel zeigte den Erfolg der Mittelfristprognose beim Abbau einer ursprünglich starken nordeuropäischen Antizyklone. Das 4. Beispiel zeigt die geglückte Vorhersage des zum obigen Beispiel inversen Prozesses, nämlich den Aufbau einer starken winterlichen Antizyklone über Nordeuropa.

4. Beispiel: Mittelfristige Wetterübersicht und Vorhersage, herausgegeben am 10. Januar 1957 für den Zeitraum vom 10. bis 14. Januar 1957.

Die erwartete planetarische Wellenbildung auf der nördlichen Hemisphäre ist eingetreten. Sie bekam einen weiteren Impuls durch Verstärkung des subtropischen Hochdruckgebietes über dem mittleren Atlantik und durch dessen Vorstoß weit nach Norden bis in die polare Zone. Die ursprüngliche Anordnung der Tröge und Rücken wurde durch diesen Eingriff des Subtropenhochs in das nordhemisphärische Wettergeschehen zerstört und eine neue Ordnung gebildet.

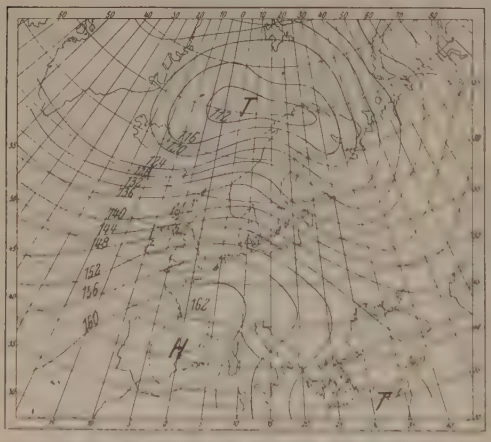
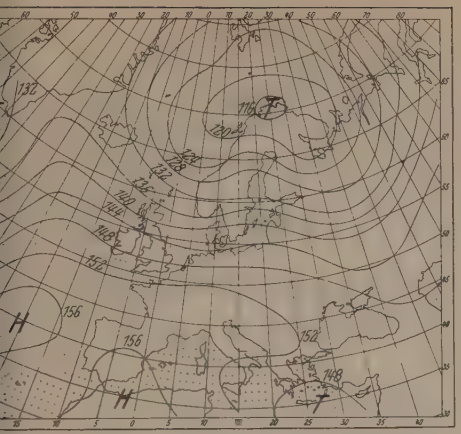


Abb. 5a) Ausgangslage, 850mb, 48stündiges Mittel, 7. 1 15 Uhr bis 9. 1. 15 Uhr 1957

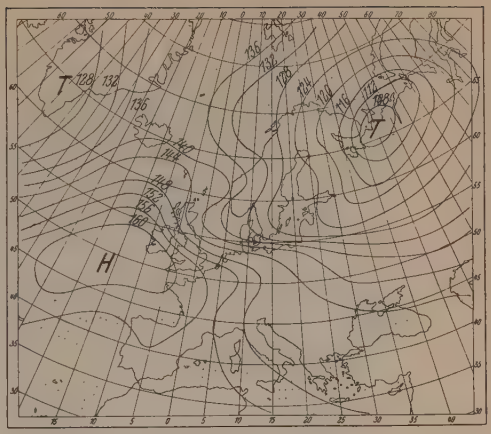
Die Entwicklung verlief so rasch, daß die Ausgangskarte, die ein 48stündiges Mittel aus den letzten Meßwerten darstellt, zur Zeit der Textabfassung bereits überholt war (Abb. 5a). Nach den letzten Meldungen hat sich über dem Ostatlantik bereits ein Rücken hohen Druckes aufgebaut. Im zonalen Windprofil schwächt sich das Windmaximum ab und wandert nach Norden.

Tendenz der Großwetterlage: Hochdruckrücken am Westrand Europas; Übergang zur Nordlage.

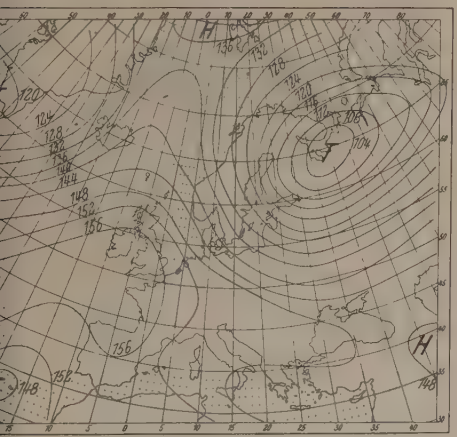
Die Vorhersagekarten zeigen die weiteren Folgen des bis in die Polarregion erfolgten Hochdruckvorstoßes. Die Isolinien haben sich über West- und Mitteleuropa steil aufgerichtet und die so entstehende nördliche Strömung bringt polare Kaltluftmassen bis zu den Alpen (Abb. 5 b, c). Das zonale Windmaximum wird sich bei dieser Entwicklung weiter abschwächen und seine Abwanderung nach Norden fortsetzen. Die



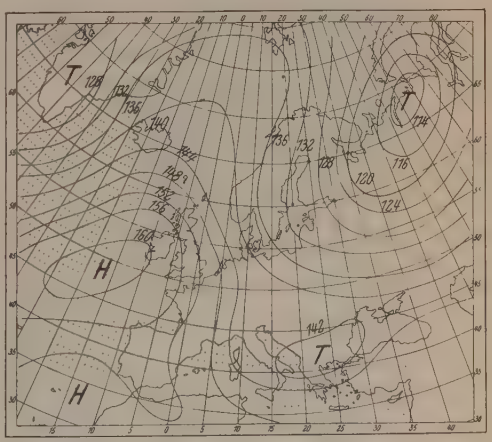
Vorhersage, 850 mb, 48stündiges Mittel, 10. 1. 3 Uhr bis 12. 1. 3 Uhr 1957



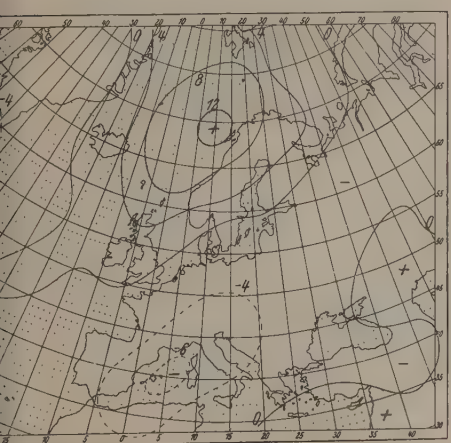
5 e) Beobachtetes 48stündiges Mittel, 850 mb, 10. 1. 3 Uhr bis 12. 1. 3 Uhr 1957



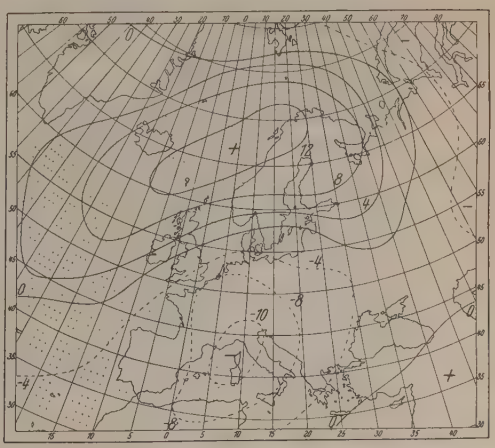
Erweiterte Vorhersage, 850 mb, 72stündiges Mittel, 10. 1. 15 Uhr bis 13. 1. 15 Uhr 1957



5 f) Beobachtetes 72stündiges Mittel, 850 mb, 10. 1. 15 Uhr bis 13. 1. 15 Uhr 1957



Weitere mittlere Änderung, 850 mb, bis 14. 1. 15 Uhr 1957



5 g) Beobachtete weitere mittlere Änderung, 850 mb, bis 14. 1. 15 Uhr 1957

mittlere Änderungskarte zeigt starken Druckanstieg über Nordskandinavien und dem Nördlichen Eismeer, ein Druckfallzentrum dagegen über dem westlichen Mittelmeer (5d). Diese Druckänderungen lassen Anfang nächster Woche Umstellung der Wetterlage auf hochwinterliche Verhältnisse erwarten. Vor allem die voraussichtliche Invasion von Druckminima in das Mittelmeer sprechen für empfindliche Kälterückschläge.

Wettervorschau bis Montag, den 14. Januar 1957: Übergang zu winterlichem Wetter. Vorwiegend stark bewölkt, windig und Schneefälle. Empfindlicher Temperaturrückgang. Zuerst Nachtfrost, ab Sonntag auch wieder Tagesfrost.

Kritik der Prognose

Die Wetterlage stellte sich in Europa vom 13. bis 14. Januar 1957 auf hochwinterliche Verhältnisse um. Die Umgestaltung der Großwetterlage begann schon am Samstag, den 12. Januar, als ein starkes Steiggebiet im isländischen Raum die Verbindung zwischen dem zonal orientierten ostatlantischen Hoch westlich des Golfes von Biskaya und dem polaren Hoch über Grönland herstellte. Gleichzeitig setzte über West- und Mitteleuropa starker Druckfall ein. Bis 13. Januar breitete sich ein großräumiges Steiggebiet über ganz Nord- und Nordwesteuropa aus. Der Schwerpunkt des Druckanstieges lag über dem Ostseeraum. Das ostatlantische Hoch hatte nun mit seinem Ausläufer eine meridionale Erstreckung vom Raume westlich der Biskaya über die Färöer bis zum Nordkap. Dieser Hochdruckausläufer schwenkte vom 13. bis 14. Januar südostwärts in den Ostseeraum, wobei sich über Südskandinavien eine selbständige Hochzelle entwickelte. Gleichzeitig kam es am 13. Januar zur Zyklogenese im Mittelmeer. Mit dieser Entwicklung von einer nördlichen Westlage zur Ostlage begann in Mitteleuropa eine hochwinterliche Wetterperiode, die bis 26. Januar anhielt.

Vergleicht man die vorausberechneten Mittelkarten in Abb. 5b, c, d mit den nach Vorliegen der Werte im Nachhinein gezeichneten Karten, so ergibt sich gute Übereinstimmung. Die Vorhersagekarte (Abb. 5b) zeigt den vom Azorenhoch nach Norden vorstoßenden Hochausläufer, allerdings nicht in der Stärke, wie es in Wirklichkeit der Fall war. Eine viel bessere Übereinstimmung zwischen Vorausberechnung und Wirklichkeit ergibt der Vergleich zwischen erweiterter Vorhersagekarte (Abb. 5c) und eingetroffener Lage in Abb. 5f. Alle wesentlichen Veränderungen im Druckfeld wurden durch die Vorausberechnung erfaßt.

Sehr gut ist die Übereinstimmung zwischen berechneter mittelfristiger Änderungskarte (Abb. 5d) mit den tatsächlich eingetretenen Änderungen in Abb. 5g. Mit Hilfe dieser Karte wurde die Umstellung der Wetterlage auf winterliche Verhältnisse in Mitteleuropa richtig prognostiziert. Sowohl die Lage des Drucksteiggebietes über Nordeuropa, als auch des Fallgebietes über dem Mittelmeer zeigen gute Übereinstimmung. Das Fallgebiet im Mittelmeer ist etwas intensiver als vorausberechnet, die Stärke des Steiggebietes ist dagegen ganz richtig berechnet.

III. Statistische Ergebnisse

Vom 16. Juli 1956 bis 28. Januar 1957 wurden regelmäßig Montag und Donnerstag nach der beschriebenen Methode Mittelfristprognosen, insgesamt 57, ausgearbeitet. Vom 5. November 1956 an werden sowohl

Tabelle 1. *Korrelationskoeffizienten für die Genauigkeit der vorausberechneten Mittelkarten*

Vorhersage, 48stündiges Mittel (H_3)		Erweiterte Vorhersage, 72stündiges Mittel (H_3)	
Zeitraum	*KKf*	Zeitraum	*KKf*
16. 7. 3h—18. 7. 3h	0,649	16. 7. 15h—19. 7. 15h	0,728
19. 7. 3h—21. 7. 3h	0,778	19. 7. 15h—22. 7. 15h	0,754
23. 7. 3h—25. 7. 3h	0,960	23. 7. 15h—26. 7. 15h	0,952
26. 7. 3h—28. 7. 3h	0,783	26. 7. 15h—29. 7. 15h	0,800
30. 7. 3h— 1. 8. 3h	0,896	30. 7. 15h— 2. 8. 15h	0,886
2. 8. 3h— 4. 8. 3h	0,797	2. 8. 15h— 5. 8. 15h	0,919
6. 8. 3h— 8. 8. 3h	0,804	6. 8. 15h— 9. 8. 15h	0,753
9. 8. 3h—11. 8. 3h	0,894	9. 8. 15h—12. 8. 15h	0,932
13. 8. 3h—15. 8. 3h	0,857	13. 8. 15h—16. 8. 15h	0,884
16. 8. 3h—18. 8. 3h	0,899	16. 8. 15h—19. 8. 15h	0,784
20. 8. 3h—22. 8. 3h	0,898	20. 8. 15h—23. 8. 15h	0,830
23. 8. 3h—25. 8. 3h	0,852	23. 8. 15h—26. 8. 15h	0,889
27. 8. 3h—29. 8. 3h	0,918	27. 8. 15h—30. 8. 15h	0,854
30. 8. 3h— 1. 9. 3h	0,662	30. 8. 15h— 2. 9. 15h	0,229
3. 9. 3h— 5. 9. 3h	0,809	3. 9. 15h— 6. 9. 15h	0,947
6. 9. 3h— 8. 9. 3h	0,937	6. 9. 15h— 9. 9. 15h	0,919
10. 9. 3h—12. 9. 3h	0,858	10. 9. 15h—13. 9. 15h	0,824
13. 9. 3h—15. 9. 3h	0,680	13. 9. 15h—16. 9. 15h	0,585
17. 9. 3h—19. 9. 3h	0,740	17. 9. 15h—20. 9. 15h	0,903
20. 9. 3h—22. 9. 3h	0,941	20. 9. 15h—23. 9. 15h	0,675
24. 9. 3h—26. 9. 3h	0,924	24. 9. 15h—27. 9. 15h	0,802
27. 9. 3h—29. 9. 3h	0,857	27. 9. 15h—30. 9. 15h	0,852
1. 10. 3h— 3. 10. 3h	0,915	1. 10. 15h— 4. 10. 15h	0,877
4. 10. 3h— 6. 10. 3h	0,826	4. 10. 15h— 7. 10. 15h	0,842
8. 10. 3h—10. 10. 3h	0,743	8. 10. 15h—11. 10. 15h	0,729
11. 10. 3h—13. 10. 3h	0,955	11. 10. 15h—14. 10. 15h	0,900
15. 10. 3h—17. 10. 3h	0,966	15. 10. 15h—18. 10. 15h	0,925
18. 10. 3h—20. 10. 3h	0,977	18. 10. 15h—21. 10. 15h	0,957
22. 10. 3h—24. 10. 3h	0,953	22. 10. 15h—25. 10. 15h	0,977
25. 10. 3h—27. 10. 3h	0,873	25. 10. 15h—28. 10. 15h	0,877
29. 10. 3h—31. 10. 3h	0,457	29. 10. 15h— 1. 11. 15h	0,315
2. 11. 3h— 4. 11. 3h	0,520	2. 11. 15h— 5. 11. 15h	0,970
5. 11. 3h— 7. 11. 3h	0,746	5. 11. 15h— 8. 11. 15h	0,691
8. 11. 3h—10. 11. 3h	0,855	8. 11. 15h—11. 11. 15h	0,924
12. 11. 3h—14. 11. 3h	0,837	12. 11. 15h—15. 11. 15h	0,869
15. 11. 3h—17. 11. 3h	0,865	15. 11. 15h—18. 11. 15h	0,873
19. 11. 3h—21. 11. 3h	0,926	19. 11. 15h—22. 11. 15h	0,801
22. 11. 3h—24. 11. 3h	0,801	22. 11. 15h—25. 11. 15h	0,876
26. 11. 3h—28. 11. 3h	0,941	26. 11. 15h—29. 11. 15h	0,962
29. 11. 3h— 1. 12. 3h	0,871	29. 11. 15h— 2. 12. 15h	0,901
3. 12. 3h— 5. 12. 3h	0,739	3. 12. 15h— 6. 12. 15h	0,934
6. 12. 3h— 8. 12. 3h	0,879	6. 12. 15h— 9. 12. 15h	0,958
10. 12. 3h—12. 12. 3h	0,961	10. 12. 15h—13. 12. 15h	0,986
13. 12. 3h—15. 12. 3h	0,913	13. 12. 15h—16. 12. 15h	0,975
17. 12. 3h—19. 12. 3h	0,968	17. 12. 15h—20. 12. 15h	0,689
20. 12. 3h—22. 12. 3h	0,877	20. 12. 15h—23. 12. 15h	0,827
24. 12. 3h—26. 12. 3h	0,839	24. 12. 15h—27. 12. 15h	0,838
27. 12. 3h—29. 12. 3h	0,894	27. 12. 15h—30. 12. 15h	0,899
31. 12. 3h— 2. 1. 3h	0,950	31. 12. 15h— 3. 1. 15h	0,938
3. 1. 3h— 5. 1. 3h	0,959	3. 1. 15h— 6. 1. 15h	0,875
7. 1. 3h— 9. 1. 3h	0,933	7. 1. 15h—10. 1. 15h	0,839
10. 1. 3h—12. 1. 3h	0,823	10. 1. 15h—13. 1. 15h	0,839
14. 1. 3h—16. 1. 3h	0,780	14. 1. 15h—17. 1. 15h	0,686
17. 1. 3h—19. 1. 3h	0,860	17. 1. 15h—20. 1. 15h	0,933
21. 1. 3h—23. 1. 3h	0,852	21. 1. 15h—24. 1. 15h	0,934
24. 1. 3h—26. 1. 3h	0,915	24. 1. 15h—27. 1. 15h	0,932
28. 1. 3h—30. 1. 3h	0,915	28. 1. 15h—31. 1. 15h	0,926
Durchschnitt	0,850	Durchschnitt	0,841

die Kartenreihe (H_1, H_2, H_3, T) als auch der Text der mittelfristigen Wetterübersicht und Vorhersage im „Wetterbericht der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien" regelmäßig veröffentlicht. Nach dem 28. Januar 1957 wurde die Karte H_2 durch eine andere Karte ersetzt, die nach einer neuen, von dem Verfahren von J. Namias völlig abweichenden Methode berechnet wird. Darüber wird H. Reuter, nach dessen Idee die neue Vorhersagekarte entwickelt wurde, berichten. Alle anderen Karten, also H_1 H_3 und T, wurden bis jetzt unverändert beibehalten. An einer weiteren Verbesserung und Erweiterung der Methode wird aber unablässig gearbeitet.

In Tabelle (1) sind die Termine, für welche die Vorhersagekarte H_2 und die erweiterte Vorhersagekarte H_3 berechnet wurden, sowie das Ergebnis der Korrelierung dieser Karten mit den zeitlich entsprechenden, durch Meßwerte belegten Mittelkarten angegeben. Der durchschnittliche Korrelationskoeffizient (KKf) beträgt bei der H_2-Reihe 0,850, bei der H_3-Reihe 0,841. Das ist ein gutes, für die Praxis sehr brauchbares Resultat. Von den insgesamt 57 KKf liegen in der H_2-Reihe 44, in der H_3-Reihe 45 KKf über dem Wert 0,8. 20 bzw. 23 KKf liegen sogar über 0,9. Definiert man Karten mit einem $KKf < 0{,}7$ als für die Vorhersage wenig geeignet, dann hat es unter 57 Fällen in der H_2-Reihe lediglich 5, d. s. 9%, in der H_3-Reihe 7, d. s. 12% Fehlberechnungen gegeben.

Literatur

1. Namias, J.: Extended forecasting by mean circulation methods. Washington, US-Weather Bureau, Februar 1947.
2. Kletter, L.: Praktische Erfahrungen mit einer neuen Methode zur Ausarbeitung mittelfristiger Wetterprognosen. Arch. Met. Geoph. Biokl., Serie A, **9**, 264—293 (1956).
3. Reuter, H.: Über die Voraussage zeitlich gemittelter Höhenkarten für Zwecke mittelfristiger Wetterprognosen. Arch. Met. Geoph. Biokl. Serie A, **9**, 433—438 (1956).
4. Kletter, L.: Grenzen der Anwendbarkeit und Erweiterung der Trendmethode von Namias. Arch. Met. Geoph. Biokl. Serie A, **9**, 439—445 (1956).
5. Wetterberichte der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien ab 6. 11. 1956.

551.509.33 (234.3)

(Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck)

Die Verwendung von Kontinuitätsdiagrammen in der nordalpinen Wetterprognose

Von

Elmar R. Reiter

Mit 6 Textabbildungen

Zusammenfassung. Mit Hilfe des HOVMÖLLER-Diagrammes wird die Überlagerung von Wellenbewegung und Gruppengeschwindigkeitseffekt studiert und das Ergebnis für eine 4- bis 5tägige Mittelfristprognose im nordalpinen Raum verwendet. Die Föhn- und Stauwirkung wird dabei durch die geostrophische Meridionalkomponente der Strömung im 500 mb-Niveau berücksichtigt, deren Einfluß mittels eines zu diesem Zwecke entwickelten Kontinuitätsdiagrammes (Meridional-Zirkulations-Diagramm = MZD) prognostisch abgeschätzt werden kann. Die Anwendungsmöglichkeit für solche Diagramme wird schließlich durch die Monate Januar und Februar 1957 mit Beispielen belegt.

Summary. With the aid of HOVMÖLLER's trough-and-ridge diagram the superposition of wave motion and group velocity is studied and the results are being applied to four to five-days extended range forecasts for the northern alpine region. The influence of foehn and barrage is taken into account by the geostrophic meridional component of the 500 mb circulation at 45 degrees northern latitude. A continuity diagram (Meridional Circulation Diagram = MZD) has been devised which allows to estimate this influence for prognostic purposes. The applications of MZD and HOVMÖLLER-diagram are discussed by using January and February of 1957 as an example.

Résumé. Etude de la superposition d'un mouvement ondulatoire et de l'effet de vitesse de groupe à l'aide du diagramme de HOVMÖLLER; application à la prévision de 4 à 5 jours dans l'espace nord-alpin. L'effet de foehn et de remous s'introduit par la composante méridienne du vent au niveau de 500 mb; il s'apprécie au moyen d'un diagramme de continuité (MZD) dressé dans ce but. Les possibilités d'application de ce diagramme sont illustrées par l'exemple des mois de janvier et de février 1957.

I. Wellengeschwindigkeit und Gruppengeschwindigkeit

Mit der Entwicklung der Grundlagen für die numerische Wetterprognose wurde eine Reihe barotroper und barokliner Modellatmosphären

eingehender Prüfung unterzogen. Verwiesen sei nur auf einige der zahlreichen Arbeiten von Charney [*1*] und Phillips [*9*], Fjørtoft [*4*] und Estoque [*3*]. Im praktischen Gebrauch — ohne die Heranziehung einer Hochleistungsrechenmaschine — kommen jedoch nur die unter [*4, 3*] zitierten Arbeiten in Betracht, da die Anwendungsmöglichkeit der verschiedenen Modelle durch die Forderung nach einer leicht zu bewältigenden graphischen Integrationsmethode der Bewegungsgleichungen gewaltig eingeengt wird. Etliche objektive Vorhersagemethoden dieser und ähnlicher Art, über dem nordamerikanischen Kontinent angewandt, wurden an der Universität Chicago [*15*] ausführlich geprüft. Die statistische Untersuchung der Prognosen ergab unter anderem, daß über den USA die Rossbysche Wellengleichung

$$C = U - \beta \left(\frac{L}{2\pi} \right)^2 \tag{1}$$

der gewöhnlich angewandten Extrapolationsmethode, wie sie auch im europäischen Wetterdienst für die Vorhersage der Trog- und Rückenpositionen üblich ist, an Treffsicherheit überlegen ist, obwohl sie, streng genommen, nur für eine barotrope Atmosphäre gilt (Rossby [*13*]). In obiger Gleichung bedeutet C die Wellengeschwindigkeit, U die Zonalkomponente der Windgeschwindigkeit, $\beta = \partial f / \partial y$ die Variation des Coriolisparameters mit der geographischen Breite (Rossby-Parameter), für den 45. Breitenkreis gleich $1{,}619 \times 10^{-13}$ cm^{-1} sec^{-1} zu setzen, und L die Wellenlänge.

In einer klassischen Arbeit konnte Rossby [*14*] zeigen, daß für eine Kette derartiger, in die Westwinddrift eingebetteter Wellen, deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit (bei U = const) nach Gl. (1) lediglich eine Funktion der Wellenlänge ist, ähnlich wie bei anderen Interferenzvorgängen die Gruppengeschwindigkeit gegeben ist durch

$$C_g = C - L\,(dC/dL) \tag{2}$$

Da andererseits nach Gl. (1) $L\,(dC/dL) = -2\beta\,(L/2\pi)^2$ ist, lautet die Gleichung für die Gruppengeschwindigkeit einer Serie von Rossby-Wellen

$$C_g = C + 2\beta\,(L/2\pi)^2 = U + \beta\,(L/2\pi)^2. \tag{3}$$

Werden C und C_g in Einheiten eines *Längen*grades pro Tag auf 45° Nord gemessen und L in Längengraden, so ergibt sich der Näherungswert für $\beta/4\pi^2 = 1/360$.

Namias [*7*] gibt folgende mittlere Fortpflanzungsgeschwindigkeiten für kurze und lange Wellen an (Einheiten in Längengraden pro Tag):

	Kurze Wellen	Lange Wellen
Winter	11,8	1,2
Frühling	10,4	2,0
Sommer	8,0	1,5
Herbst	9,9	0,8

Nimmt man, laut Abb. 2, eine durchschnittliche Frequenz der kurzwelligen Störungen von ca. einer Welle pro vier Tage an, so errechnet sich,

unter Annahme des Winterwertes für $C = 12$, eine durchschnittliche Wellenlänge von ca. 50° Länge, was ebenfalls den Tatsachen in Abb. 2 und 3 entspricht. Es ergibt sich somit aus Gl. (3) eine durchschnittliche Gruppengeschwindigkeit von ca. 28° Länge pro Tag, ein Wert, der also wesentlich höher als die Eigengeschwindigkeit der Wellenstörung — und nach Gl. (4) auch höher als die Zonalkomponente der Windgeschwindigkeit — ist. Zum gleichen Resultat gelangt auch HOVMÖLLER [5] auf Grund von Analysen für November 1945. Das von ihm entworfene Trog-Rücken-Diagramm wurde in Nordamerika mehrmals für prognostische Zwecke herangezogen (vgl. HUGHES et al. [6]). Dort allerdings wird sich an Hand derartiger Diagramme der zukünftige Witterungsablauf für eine Station besser abschätzen lassen als im alpinen Raum, da einerseits ein dynamisch bedingter, quasistationärer Langwellentrog im Lee der Rocky Mountains keine so großen Launen zeigt, wie der atlantisch-europäische Trog, und andererseits die USA über weite Striche des Landesinneren keine nennenswerten orographischen Hindernisse aufweisen. Trotzdem sollte das Trog-Rücken-Diagramm auch im europäischen Raum wertvolle Hinweise auf die zu erwartende Entwicklung in 500 mb-Niveau geben.

II. Das HOVMÖLLER-Diagramm

In Abb. 2 ist für die Monate Januar und Februar ein Trog-Rücken-Diagramm der 500 mb-Fläche für 45° nördlicher Breite zwischen 130° westlicher und 70° östlicher Länge dargestellt. Isoplethen sind für je 100 dynamische Meter gezeichnet. Tiefdrucktröge ($h < 5300$ m) sind schräg und dicht, Hochdruckrücken ($h > 5500$ m) dagegen horizontal und locker schraffiert. Bei der Konstruktion dieses Diagrammes wurde von der bei HOVMÖLLER [5] empfohlenen Mittelbildung über ein Breitenband von 35° Nord bis 60° Nord abgesehen, obwohl dadurch auf eine Darstellung der *mittleren* Wellenlagen im *gesamten* Band der Westwinddrift verzichtet wurde. Die Gründe für diesen Verzicht waren folgende:

1. Das Diagramm soll auch für eine personalmäßig schlecht besetzte Wetterdienststelle unter einem *Minimum* an Arbeitsaufwand konstruierbar sein und sofort nach der Verfügbarkeit der 500 mb-Analyse zur Konsultation bereit liegen.

2. Die Verhältnisse am Alpenhauptkamm (ca. 47° Nord) werden durch das Studium eines einzigen Breitenkreises (45° Nord) besser wiedergegeben als durch die Mittelbildung über ein relativ breites Band.

Die Höhenwerte der 500 mb-Fläche wurden den „Täglichen Wetterberichten des Deutschen Wetterdienstes" [2] entnommen. Kleinere Analysenungenauigkeiten und Verschiebungen des Druckbildes gegenüber der Grundkarte wurden dabei nicht berücksichtigt.

Die routinemäßige Analyse eines derartigen Kontinuitätsdiagrammes geht am besten so vor sich, daß auf (Millimeter-)Papier täglich für je 10° geographischer Länge die Höhenwerte des 500 mb-Niveaus auf 45° Nord tabuliert und fortlaufend analysiert werden (vgl. Abb. 1). Das Diagramm enthält zweckmäßig einen aus 2 Scharen paralleler Linien bestehenden Überdruck:

1. Linien für konstante Wellengeschwindigkeit: für die Wintermonate eine Neigung von 12° Länge pro Tag aufweisend, für den Jahresdurchschnitt ca. 10° Länge pro Tag.

2. Linien konstanter Gruppengeschwindigkeit, im vorliegenden Diagramm mit 30° Länge pro Tag angenommen.

Unter der einschränkenden Voraussetzung, daß sowohl Wellenlänge als auch Wellen- und Gruppengeschwindigkeit einer Störung während des Vor-

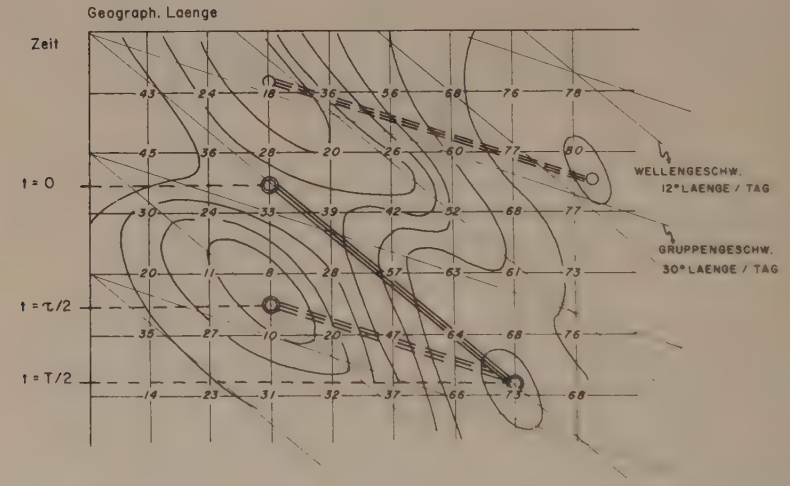


Abb. 1. Ausschnitt aus dem Trog-Rücken-Diagramm. Nähere Erklärungen: siehe Text

hersagezeitraumes konstant bleiben und obigen Mittelwerten entsprechen, daß also — aus Gl. (3) folgend — $\partial C_g/\partial x = \partial C/\partial x - (\beta L/\pi^2) \cdot (\partial L/\partial x)$ nicht berücksichtigt zu werden braucht, kann somit das Hovmöller-Diagramm zur Prognose der Ankunftzeit einer Wellenstörung im alpinen Raum verwendet werden: eine über dem atlantischen Raum auftauchende Welle wird längs einer Linie konstanter Wellengeschwindigkeit weitergeführt, wobei eventuelle Abweichungen von diesem Mittelwert der Geschwindigkeit empirisch berücksichtigt werden können. Stellt man eine mögliche Überlagerung von Gruppen- und Wellengeschwindigkeit in Rechnung, die zu ausgeprägten Verstärkungen im Langwellentrog oder Rücken führt, so läßt sich auch über das Ausmaß der Störung im 500mb-Niveau ein quantitativer Schluß bilden. (Eine derartige Überlagerung ist in Abb. 1 durch die beiden Pfeile schematisch angedeutet und in Abb. 2 und 3 an den augenfälligsten Stellen ebenfalls durch Pfeile markiert.) Die Position der Langwellenrücken und -tröge ist dabei *dort* anzusetzen, wo sich Gruppen- und Wellengeschwindigkeitseffekt überlagern. Dies geht aus folgender Überlegung hervor:

Gl. (2) lautet in Differenzform (vgl. Petterssen [8]):

$$C_g = C_k - L_k \frac{C_L - C_k}{L_L - L_k} \tag{4}$$

wobei die Indizes k für kurze, L für lange Wellen und g für die durch Interferenz entstandene Gruppengeschwindigkeit stehen. Setzt man näherungsweise $C_L = 0$, so ergibt sich für die Wellenlänge der langen Wellen:

$$L_L = C_g \cdot L_k/(C_g - C_k). \tag{5}$$

Andererseits ist laut Abb. 1, 2 und 3 der zeitliche Abstand, mit dem zwei aufeinanderfolgende kurzwellige Störungen an einer Station eintreffen, gegeben durch $\tau = L_k/C_k$. Vergleicht man die Wege, die von der kurzen Welle und der Wellengruppe in der Zeit zwischen $t = 0$ und $t = T/2$ durchlaufen werden (vgl. Abb. 1), so ergibt sich die Gleichung

$$C_k T = (T - \tau)\, C_g. \tag{6}$$

Da andererseits $T/2 = L/2C_k$ ist, wobei L die längengradmäßige Entfernung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Überlagerungspunkten von Wellengruppen und Kurzwellen sei, und andererseits $\tau/2 = L_k/2C_k$ ist, erhält man $L = C_g L_k/(C_g - C_k)$, es ist somit, laut Gl. (5), $L = L_L$.

Es läßt sich somit aus der Überlagerung von Wellengruppen und Kurzwellenzug die Position des stromab gelegenen Langwellentroges oder -rückens im voraus fixieren, sobald die Wellenstörung, die zur Auslösung des Gruppeneffektes führt, ihre maximale Tiefe überschritten hat. (Vgl. dazu die strichlierten Pfeile in Abb. 2 und 3.) Eine Prognose der Langwellenposition ist somit auf 2 Tage möglich. Weist die Frequenz der kurzwelligen Störungen eine plötzliche Änderung auf, so wirkt sich dies, unter der Annahme, daß C_k und C_g konstant bleiben (was natürlich nicht ganz korrekt ist, da diese Größen von der zonalen Windgeschwindigkeit U abhängen), auf L_k und somit auch auf L_L aus, und es ist mit einer drastischen Verlagerung im Gefüge der langen Wellen zu rechnen. Ein Beispiel hierfür wird in Abb. 2 und 3 geboten: In der Zeit zwischen 1. und 18. Januar durchwandert ein mehr oder minder ausgeprägter Zug von kurzen Wellen den Langwellentrog, der im Mittel auf 70° westl. Länge mit einer leicht retrograden Tendenz liegt. Der stromab gelegene Langwellenrücken verlagert sich im selben Zeitraum vom Greenwich-Meridian bis ca. 30° West. Ohne den Details zu großes Gewicht beimessen zu wollen, kann immerhin festgestellt werden, daß gegen Ende dieser Periode die Frequenz der Störungen eine leicht abnehmende, und daher — im Sinne der Gleichung (6) — die Wellenlänge L_L eine leicht zunehmende Tendenz aufweist. Am 19. und 20. Januar tritt eine jähe Unterbrechung der kurzwelligen Störungsfolge auf, und damit setzt auch eine Verlagerung der Langwellenposition ein. Der Schwerpunkt des Langwellenrückens liegt nach dieser Umlagerung auf dem Greenwich-Meridian und wandert langsam auf 10° Ost, wo er bis zum 10. Februar verharrt. Nach diesem Zeitpunkt erhöht sich die Zahl der langen Wellen im Raum zwischen 130° West und 70° Ost, was wiederum indikativ für einen Zusammenbruch der

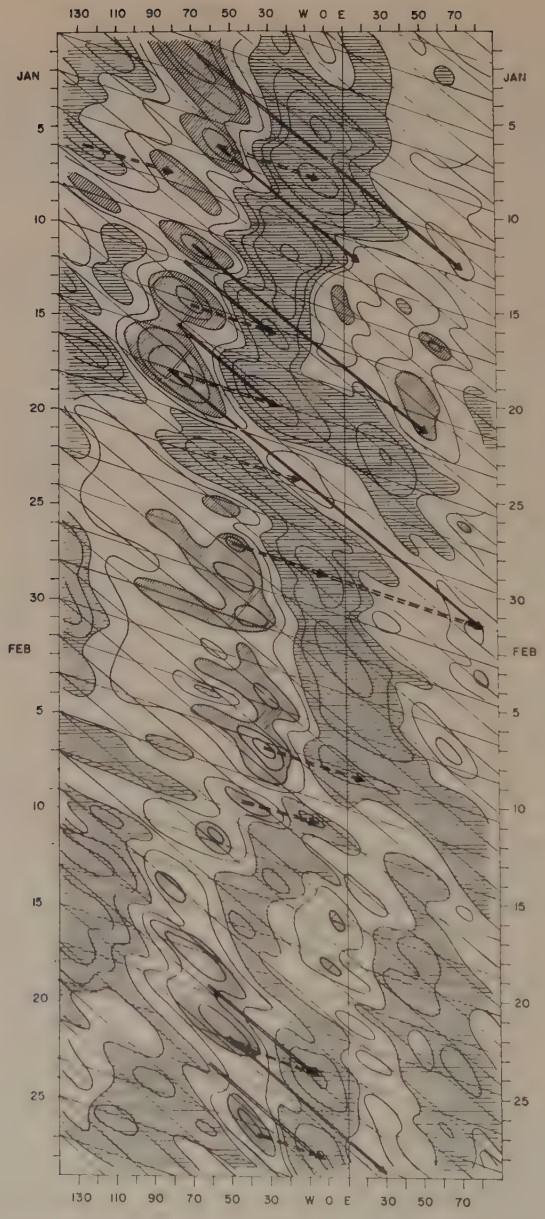


Abb. 2. Trog-Rücken-Diagramm des 500 mb-Niveaus für Januar und Februar 1957, 45° nördl. Breite, 130° West bis 70° Ost; Isoplethen für je 10 dynam. Dekameter; $h > 550$ dynam. Dekameter horizontal und locker schraffiert, $h < 530$ dynam. Dekameter schräg und dicht schraffiert. Ausgezogene Pfeile kennzeichnen Verlagerungen mit Wellengeschwindigkeit, strichlierte Pfeile deuten Fortschreiten mit Gruppengeschwindigkeit an

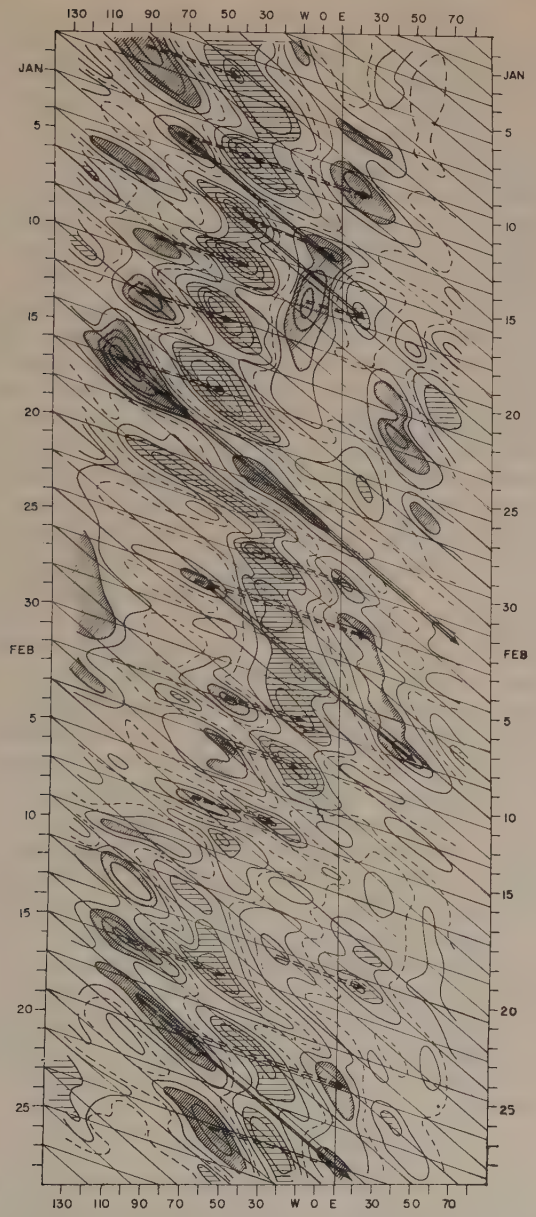


Abb. 3. Meridional-Zirkulations-Diagramm (MZD) für Januar und Februar 1957, 45° nördl. Breite, 130° West bis 70° Ost; Isoplethen für je 10 dynam. Dekameter Höhendifferenz auf 20° Länge. $\Delta h > 20$ dynam. Dekameter (Südwind) horizontal und locker schraffiert; $\Delta h < -20$ dynam. Dekameter (Nordwind) schräg und dicht schraffiert. Die Linie $\Delta h = 0$ ist strichliert eingetragen. Pfeile wie in Abb. 2

Zirkulation und für den Übergang von einem „high index"- zu einem „low index"-Stadium ist. Der Indexwechsel wird durch Abb. 4 veranschaulicht: Im Abstand von 5 Tagen wurde der Zirkulationszustand durch die beiden Konturlinien 540 und 560 dynamische Dekameter der 500 mb-Fläche zwischen 130° West und 70° Ost wiedergegeben. Diese beiden Isohypsen wurden deshalb gewählt, weil sie annähernd mit dem Band höchster Windgeschwindigkeit im 500 mb-Niveau zusammenfallen. Zur Orientierung ist auch der Greenwich-Meridian und der Meridian 10° Ost eingetragen, sowie der 30., 45. und 60. Breitenkreis. Die Länge der als Schraffierung verwendeten Meridianstücke zwischen den beiden Konturlinien (für je 5° Länge eingetragen) gibt ein Maß für die zonale Komponente der Zirkulation. Die Abb. 4A bis C sind durch zunehmende meridionale Strömungskomponenten im nordamerikanisch-atlantischen Raum gekennzeichnet, wie dies auch aus Abb. 3 ersichtlich ist, wobei jedoch laut Abb. 2 und 3 die Zahl der langen Wellen erhalten bleibt. Abb. 4 D (20. Januar) charakterisiert das Stadium während des Zusammenbruches der Zirkulation und des Überganges in eine „high index"-Lage in dem zur Diskussion stehenden Teil der nördlichen Hemisphäre. Dies wird ebenfalls aus Abb. 2 und 3 deutlich. In Abb. 4 E (25. Januar) hat sich dieser Übergang bereits vollzogen und die Zirkulation hat sich vorwiegend zonal eingestellt. Abb. 4 F bis H zeigen demgegenüber keine wesentlichen Änderungen. Lediglich über Osteuropa und Kleinasien hält sich noch ein Rest eines alten Kaltluftausbruches. Aus Abb. 2 und 3 geht hervor, daß am 9. Februar die „high index"-Zirkulation zusammenbricht und sich in dem betrachteten Raum eine neue Wellenzahl einstellt, was in Abb. 4 J und K deutlich in Erscheinung tritt. Am 24. Februar (Abb. 4 L) nähert sich die „low index"-Lage bereits ihrer Endphase: Die Vortices, die aus den starken meridionalen Strömungskomponenten entstanden sind, welche das „low index"-Stadium charakterisieren, haben sich zu beiden Seiten des neuerlich in zonaler Richtung durchbrechenden Jet Streams gruppiert. Ein Blick auf Abb. 2 und 3 zeigt ebenfalls, daß die Langwellenpositionen in der zweiten Februarhälfte nicht stabil sind, sondern vom 15. ab, an dem der Höhepunkt der „low index"-Lage erreicht ist (vgl. Abb. 4 J), eine stark progressive Tendenz aufweisen.

Mithin kann also ein Kontinuitätsdiagramm der Art, wie es in Abb. 2 oder 3 dargestellt ist, auch zur Diagnose des Zirkulationszustandes der Atmosphäre herangezogen werden, was weiterhin an Hand der bereits vorhandenen Literatur (vgl. Riehl et al. [*11*, *12*]) Schlüsse auf die zukünftige Witterungstendenz zuläßt.

III. Das Meridional-Zirkulations-Diagramm

Das in Abb. 3 dargestellte Meridional-Zirkulations-Diagramm (MZD) geht aus dem oben beschriebenen Hovmöller-Diagramm dadurch hervor, daß die Differenzen zwischen benachbarten Höhenwerten auf einem Breitenkreis, also $\Delta h/\Delta x$, gebildet werden, und dadurch ein Maß für die meridionale Komponente des geostrophischen Windes gewonnen wird.

Da der Alpenhauptkamm für das Vorhersagegebiet Südbayern und Nordtirol in annähernd west-östlicher Richtung angenommen werden darf, wird die meridionale Strömungskomponente in diesem Diagramm in unmittelbarem Zusammenhang mit Stau- und Föhnerscheinungen im 500mb-Niveau stehen. Es sei hier noch erwähnt, daß das MZD ebenfalls mit Linien konstanter Wellen- (12° Länge/Tag) und Gruppengeschwindigkeit (30° Länge/Tag) ausgestattet wurde, um eine übersichtliche Extrapolation zu gestatten. Das Δx in der Berechnung des Differenzenquotienten wurde übergreifend mit 20° Länge (= 1577 km) angenommen. Durch die übergreifende Differenzenbildung werden zwar kleinere Unebenheiten in der Analyse ausgeglichen, doch wäre unter Umständen, falls Analysen der 500mb-Fläche auf größerem Maßstab zur Verfügung stehen, eine Differenzenbildung über 10 Längengrade vorzuziehen.

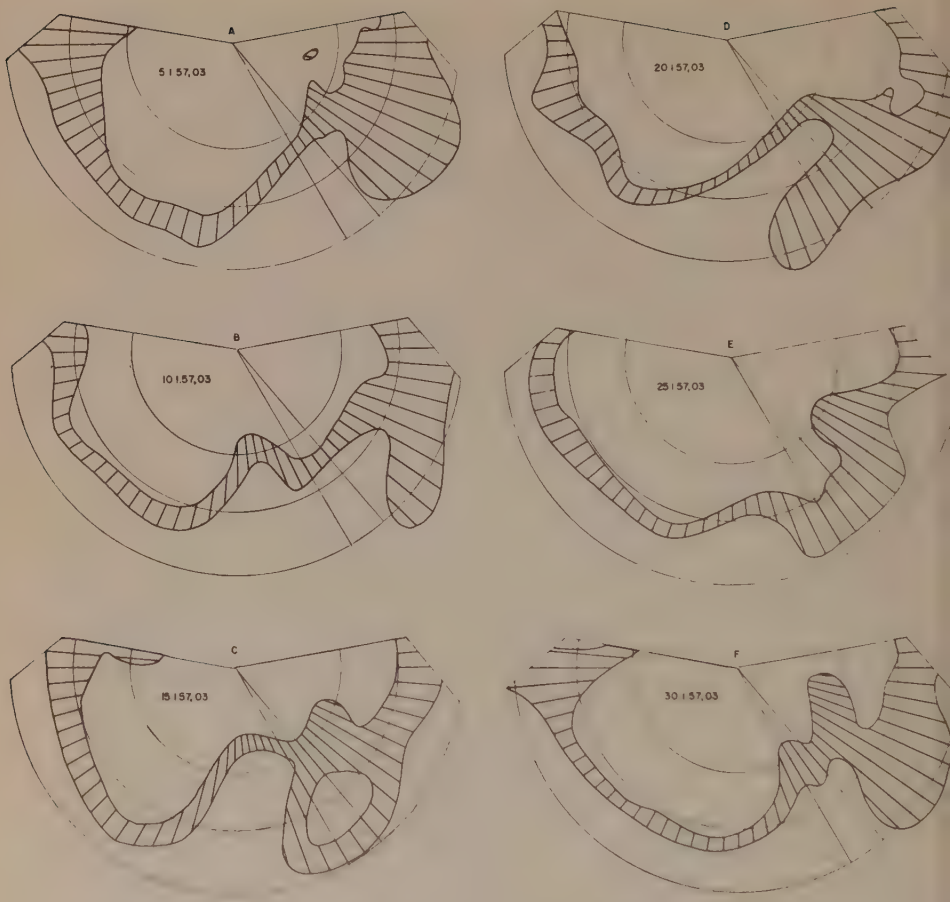
Das Diagramm enthält Isoplethen im Abstand von 10 dynamischen Dekametern, das entspricht in 45° Breite einer geostrophischen Windgeschwindigkeit von 11,7 Knoten oder 6,02 m/sec pro 100 dynamische Meter Höhendifferenz. Südwindkomponenten für Differenzen > 20 Dekameter pro 20° Länge wurden horizontal und locker, Nordwindkomponenten für Differenzen < -20 Dekameter/20 Längengrade wurden schräg und dicht schraffiert. Die Nullinie ist strichliert eingetragen. Die ausgezogenen und strichlierten Pfeile geben ebenso wie in Abb. 2 die Wellen- und Gruppenbewegung wieder. Im Vergleich mit Abb. 2 fällt vor allem auf, daß der Gruppengeschwindigkeitseffekt viel markanter in Erscheinung tritt als im Trog-Rücken-Diagramm, daß also z. B. die Versteilung der Westflanke eines Langwellentroges, hervorgerufen durch einen Kaltlufteinbruch, der mit einer kurzen Welle — also mit einem Jet-Maximum[1] — gekoppelt ist, eine Versteilung der Ostflanke nach sich zieht, wobei der *zeitliche Ablauf* dieses Vertiefungsmechanismus (der auf der 500mb-Karte gemeinhin mit der Analyse von Höhenfallgebieten gekennzeichnet wird), *nicht* so sehr den Gesetzen der *Geschwindigkeit kurzer Wellen* folgt, als vielmehr denen der *Welleninterferenz*, aus denen ja die Gleichung für die *Gruppengeschwindigkeit* hergeleitet wurde (vgl. Gl. 2). Es wäre also verfehlt, ein gegebenes Isallobarenfeld mit der zugehörigen kurzen Welle koppeln zu wollen, ohne den Gruppengeschwindigkeitseffekt bei der Interpretation in Betracht zu ziehen.

Die Verlagerung der einzelnen Störungen entlang Linien gleicher Wellengeschwindigkeit zeichnet sich im MZD genau so ab wie im Hovmöller-Diagramm.

IV. Prognostische Anwendung

Abb. 5 enthält einen Zeitschnitt der Münchener Rawinsonde vom 1. Januar bis 28. Februar 1957. Die Zeitachse ist dabei von rechts nach

[1] Mit „Jet-Maximum" wird, der amerikanischen Literatur folgend (vgl. Reiter [*10*]), eines jener wandernden und relativ eng begrenzten Gebiete maximaler Windgeschwindigkeit bezeichnet, wie sie auf einer Isotachenverteilung in der Nähe der 300mb-Fläche anzutreffen sind.



links aufgetragen, der räumlichen West-Ost-Verlagerung der Störungen entsprechend. Die Windrichtung ist durch kleine Pfeile gekennzeichnet; die Isotachen sind im Abstand von 10 Knoten gezeichnet. Geschwindigkeiten $\geq$ 50 Knoten sind durch lockere, $\geq$ 100 Knoten durch dichte Schraffierung angedeutet.

Die ersten beiden zur Darstellung gelangten Störungen, die durch das Auftreten starker Höhenwinde über München die Nähe des Jet-Streams anzeigen, treffen zwischen 4. und 5. Januar und 7. bis 8. Januar ein und lassen sich am MZD (Abb. 3) deutlich erkennen. Die Störung vom 7. bis 8. Januar konnte schon am 1. Januar auf 70° westlicher Länge, also über dem nordamerikanischen Kontinent, identifiziert werden (Abb. 2). Die ausgeprägte Nordkomponente der Strömung am 8. Januar kommt dabei auch durch den Gruppeneffekt zustande, wie sich aus Abb. 3 feststellen läßt. Die nächste etwas schwächere Störung, die am 6. Januar auf zirka 60° West den Langwellentrog umfährt, trifft im alpinen Raum

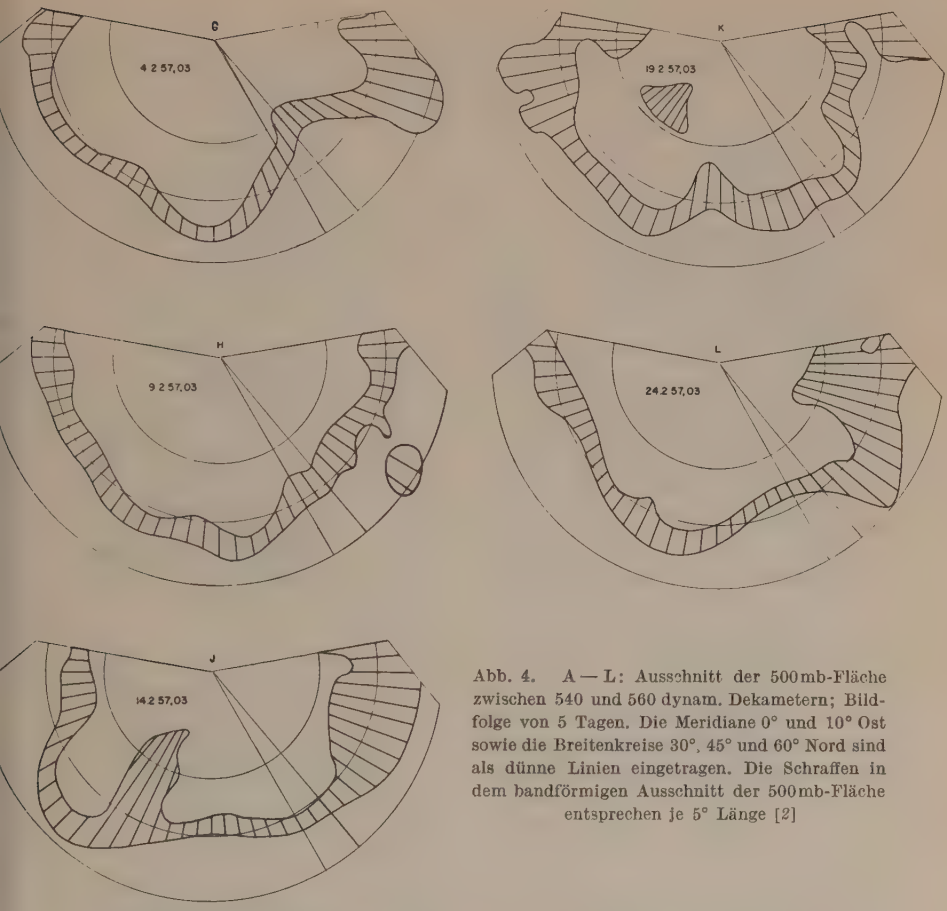
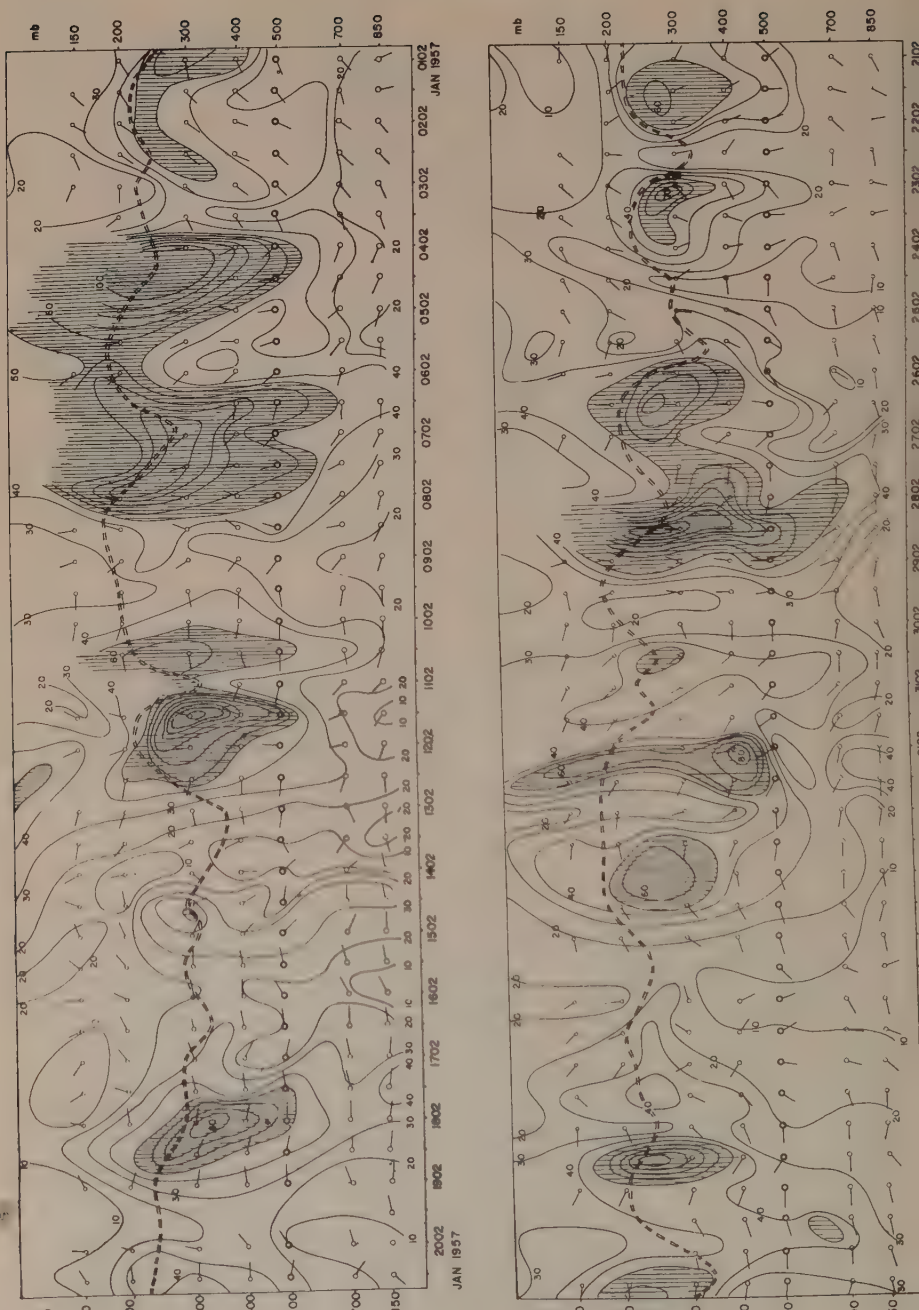


Abb. 4. A — L: Ausschnitt der 500mb-Fläche zwischen 540 und 560 dynam. Dekametern; Bildfolge von 5 Tagen. Die Meridiane 0° und 10° Ost sowie die Breitenkreise 30°, 45° und 60° Nord sind als dünne Linien eingetragen. Die Schraffen in dem bandförmigen Ausschnitt der 500mb-Fläche entsprechen je 5° Länge [2]

prognosegemäß (vgl. Pfeil in Abb. 2) am 12. Januar ein, wo nach Abb. 3 der Langwellenposition zufolge (Vorderseite des Rückens) mit einer verstärkten Nordwindkomponente zu rechnen ist. Dies wird ebenfalls durch Abb. 5 verifiziert. Die nächste schwache Störung, die am 8. Januar im nordamerikanischen Tiefdrucktrog zu erkennen ist, müßte am 15. im Vorhersagegebiet eintreffen. Dies ist laut Abb. 5 auch tatsächlich der Fall, wobei durch die weitere Retrogression der Langwellenposition laut Abb. 3 mit einer leichten Südkomponente in der Höhenströmung zu rechnen ist. Die Beispiele lassen sich beliebig fortsetzen[1]. Fast alle der

[1] Zu beachten ist dabei, daß der Zeitschnitt für München zwei Aufstiege täglich enthält, also wesentlich detaillierter ist, als MZD und Hovmöller-Diagramm. Es ist also zu erwarten, daß gerade manche kurzwelligen Störungen sich in einer 24stündigen Höhenänderung, wie sie ja der Analyse dieser beiden Kontinuitätsdiagramme zugrundeliegt, nicht so stark ausprägen wie in einer 12stündigen Höhenwindänderung.


mb
150
200
300
400
500
700
850
0002
JAN 1957
0202
0302
0402
0502
0602
0702
0802
0902
1002
1102
1202
1302
1402
1502
1602
1702
1802
1902
2002
JAN 1957

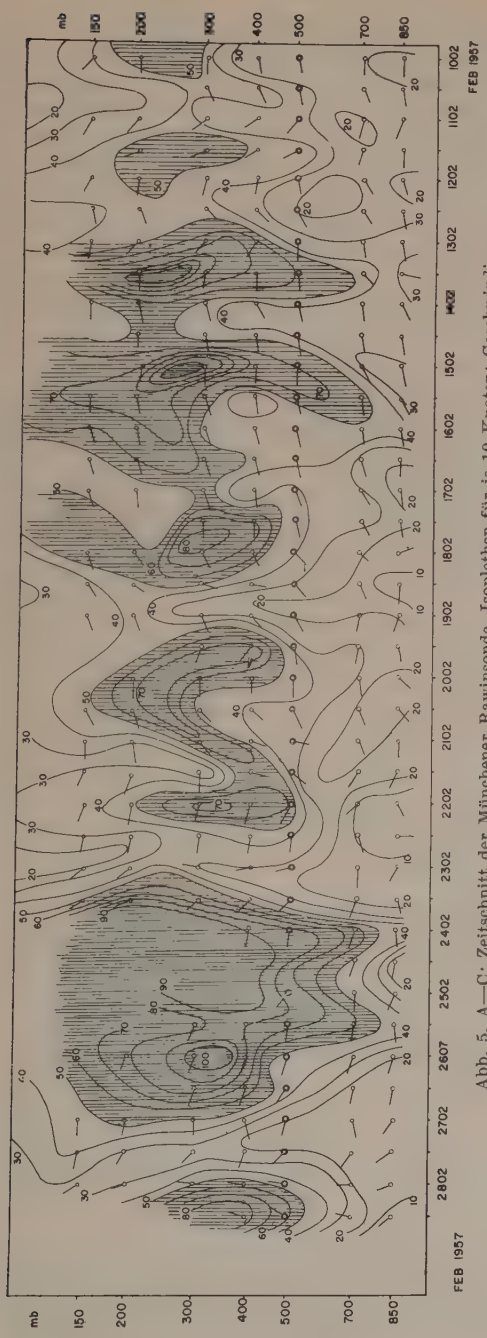


Abb. 5. A—C: Zeitschnitt der Münchener Rawinsonde, Isoplethen für je 10 Knoten; Geschwindigkeiten > 50 kts locker, > 100 kts dicht schraffiert. Die Windrichtung ist durch kleine Pfeile angegeben. Die strichlierte Doppellinie kennzeichnet den Verlauf der Tropopause

über dem nordamerikanisch-atlantischen Raum identifizierbaren Störungen machen sich auch über dem alpinen Raum bemerkbar, obwohl in den beiden zur Prognose benützten Diagrammen statt des gesamten Bandes der Westwinddrift nur ein einziger Breitenkreis analysenmäßig erfaßt wurde. Es scheint, daß die im Zeitschnitt der Münchener Höhenwinde (Abb. 5) besonders markant hervortretenden Maxima der Windgeschwindigkeit mit Überlagerungen von Wellen- und Gruppengeschwindigkeit Hand in Hand laufen.

Der Witterungscharakter für den betrachteten Zeitraum kann aus der Abb. 6 abgeschätzt werden. Im oberen Teil dieser Abbildung sind die Höhenwerte der 500mb-Fläche und die Höhendifferenzen über 20 Längengrade längs des 45. Breitenkreises als Maß für die Meridionalzirkulation für den Punkt 45° Nord, 10° Ost angegeben, und zwar mit den in Abb. 2 und 3 verwendeten Einheiten. Es sind dies also die Werte, die aus dem MZD und dem HOVMÖLLER-Diagramm extrapolatorisch gewonnen werden können. $\Delta h > 0$ bedeutet dabei Südwind, $\Delta h < 0$ Nordwind. Der Zusammenhang zwischen den durch die beiden Kurven wiedergegebenen Größen mit Be-

wölkung und Niederschlag in Innsbruck und einigen anderen nordalpinen Stationen soll weiter unten diskutiert werden. Zunächst soll die Möglichkeit geprüft werden, die Störungen, welche zu einer Änderung im Verlauf der Höhenkurve und der Höhendifferenzkurve führen, zu prognostizieren. Es zeigt sich, daß mittels des Hovmöller-Diagramms die sekundären Minima, die in der strichlierten Höhenkurve am 7., 11., 14. bis 15., 25. bis 26. Januar usw. auftreten, schon vom nordamerikanischen Kontinent aus verfolgt werden können. Andererseits läßt sich die allgemeine Tendenz der Höhendruckverteilung aus der langsamen, ebenfalls aus Abb. 2 ersichtlichen Verlagerung der langen Wellen erklären. So läuft der Druckfall in 5 km Höhe vom 7. bis 15. Januar parallel mit einer Retrogression des Langwellenrückens; der nachfolgende Druckanstieg bis zum 3. Februar entspricht der Progression dieses Rückens, die um den 26. Januar vom Durchzug einer tieferen Störung unterbrochen wird usw.

Das Ausmaß der meridionalen Luftbewegung im 500 mb-Niveau, das durch die ausgezogene Kurve in Abb. 6 oben wiedergegeben ist, läßt sich mittels des MZD in ähnlicher Weise bereits im vorhinein abschätzen. Am augenfälligsten sind in diesem Diagramm, wie bereits erwähnt, die Auswirkungen der Gruppengeschwindigkeit, doch lassen sich — ebenso wie beim Hovmöller-Diagramm — auch mittels der Kurzwellengeschwindigkeit von 12° Länge pro Tag brauchbare Extrapolationen anstellen. In Abb. 3 wurde nur ein Teil der durchgeführten Prognosen durch Pfeile angedeutet, um das Bild nicht zu verwirren.

Praktisch wird man bei der Prognose so vorgehen, daß man Hovmöller-Diagramm und MZD gleichzeitig zu Rate zieht. Aus ersterem ist bequem die Ankunftszeit einer Störung zu entnehmen, sowie (größenordnungsmäßig) die zu erwartende Höhenänderung im 500 mb-Niveau. Aus dem MZD können dann die mit der Störung gekoppelten Meridionalströmungen vorhergesagt werden, die wiederum durch den Föhn- und Staueffekt, den sie verursachen, modifizierend auf den alpinen Wetterablauf wirken.

Abb. 6 zeigt im unteren Teil zunächst ein Diagramm der Sonnenscheindauer für Innsbruck, ferner die Niederschlagsmenge für München, Garmisch-Partenkirchen, Zugspitze und Innsbruck (Niederschläge 1,0 mm wurden durch einen waagrechten Strich unterhalb der Nullinie angedeutet). Daß die Niederschlagstage mit dem Gang der Sonnenscheindauer nicht ganz übereinstimmen, hat seinen Grund in der zeitlichen Verschiebung der Beobachtungstermine: während die Höhenkarte des Tages X für 3 Uhr analysiert ist, wird die Sonnenscheindauer für die (später folgenden) Tagesstunden desselben Tages gemessen; der Niederschlag wurde ebenfalls am Tag X eingetragen, obwohl das Beobachtungsintervall von 6 Uhr (Innsbruck: 7 Uhr) des Tages (X − 1) bis um 6 Uhr des Tages X läuft.

Ein Vergleich der in Abb. 6 gezeigten Diagramme mit der Höhen- und Höhendifferenzkurve ergibt folgendes: Die größten Niederschlagsmengen treten im Nordalpenbereich bei kräftigen, zyklonalen Stauwetter-

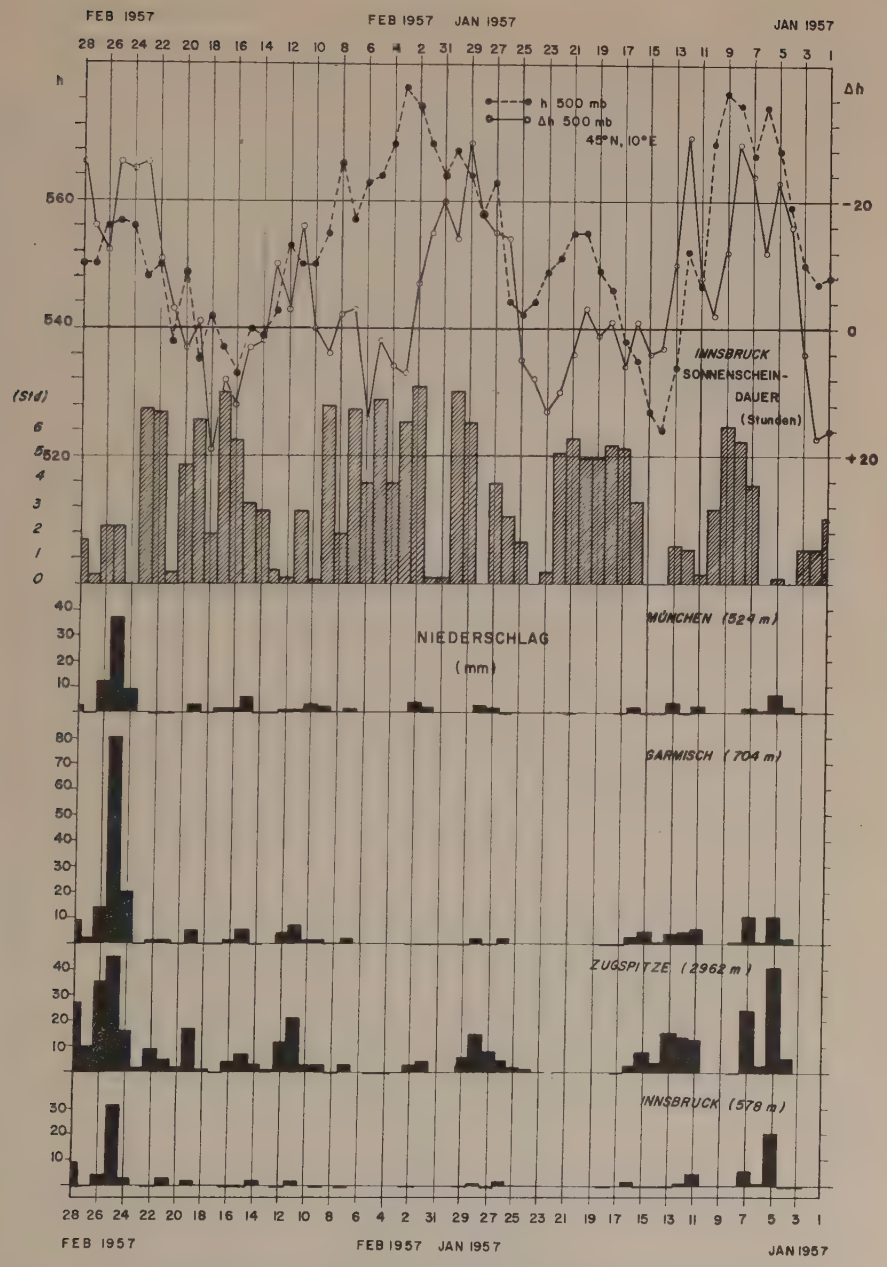


Abb. 6. Oben: Strichliert — Höhe der 500 mb-Fläche am Punkt 45° Nord, 10° Ost für Januar und Februar 1957. Ausgezogen — Höhendifferenz über 20 Längengrade (auf 45° Breite) für denselben Zeitraum und denselben geographischen Punkt. $\Delta h > 0$ Südwind, $\Delta h < 0$ Nordwind. Mitte: Sonnenscheindauer in Stunden für Innsbruck. Unten: Niederschlag in mm für München, Garmisch-Partenkirchen, Zugspitze und Innsbruck, gemessen von 6 Uhr früh des Vortages bis 6 Uhr früh des angegebenen Tages (für Innsbruck: 7 Uhr)

lagen auf, wie z. B. vom 23. bis 26. Februar. Die Nordströmung wird nur bei relativ niedrigen Werten der 500mb-Topographie wetterwirksam. So ist z. B. die starke Nordströmung vom 26. Januar bis 1. Februar nur von schwachen Niederschlägen begleitet, die mit dem Durchzug einer Störung gekoppelt sind. Ebensowenig erreicht die Nordströmung in der ersten Januarhälfte nennenswerte Wirksamkeit, außer am 5. Januar, wo der Hochdruckrücken erst im Aufbau begriffen ist, und am 7., wo eine Störung durchzieht.

Für ausgiebige Schneefälle, die eventuell zu verbreiteten Lawinenstürzen führen können, sind länger anhaltende Situationen der Art, wie sie in den letzten Februartagen 1957 auftraten, erforderlich. Die Vorauserkennung einer derartigen zyklonalen Staulage mit Hilfe der oben beschriebenen Diagramme ist in vielen Fällen möglich.

Es sei schließlich noch erwähnt, daß die Innsbrucker *Bodenstation* folgende Föhntage vermerkte:

Tag: Januar 1957	1.	2.	22.	23.
Stärke (neue Föhnskala) .	2	0	1	0

Tag: Februar 1957	2.	3.	5.	6.	7.	8.	9.	12.	13.	15.	17.	18.	20.
Stärke	0	0	2	2	0	2	1	2	2	2	2	2	2

Ein Vergleich mit Abb. 6 zeigt, daß mit Ausnahme weniger Fälle die am Boden beobachtete Südkomponente der Strömung mindestens bis zum 500mb-Niveau reicht. Anhaltender Südföhn ist in Innsbruck nur bei einer südlichen bis westlichen Höhenströmung zu erwarten. Ob es sich dabei um eine zyklonale oder antizyklonale Föhnlage handelt, läßt sich mittels der beiden beschriebenen Kontinuitätsdiagramme ähnlich wie bei Stauwetterlagen in vielen Fällen befriedigend abschätzen.

Es kann natürlich nicht erwartet werden, daß die beiden Extrapolationsverfahren für einen Zeitraum bis zu 5 Tagen in *allen* Fällen zufriedenstellende Ergebnisse liefern werden. Zumal dann ist die Extrapolation schwierig, wenn die Hauptfrontalzone weit vom 45. Breitenkreis entfernt ist, und Wellenstörungen nur unscharf auf diesem Breitenkreis abgebildet werden. Zusammen mit anderen prognostischen Hilfsmitteln dürften jedoch MZD und Hovmöller-Diagramm wertvolle Hinweise für die Mittelfristvorhersage geben, zumal die für ihre Konstruktion aufzuwendende Arbeit nur geringfügig ist und gerade während der Monate des Wintersportes eine *objektive* Mittelfristprognose nützlich sein dürfte.

Der Verfasser ist Fräulein E. Szekeres für ihre Hilfe bei der Vorbereitung der Diagramme zu Dank verpflichtet.

Literatur

1. Charney, J. G. und N. A. Phillips: Numerical integration of the quasi-geostrophic equations for barotropic and simple baroclinic flows. J. Meteorol., **10**, 71—99 (1953).
2. Deutscher Wetterdienst: Täglicher Wetterbericht, Frankfurt a. M., 1957.
3. Estoque, M. A.: A prediction model for cyclone development integrated by Fjørtoft's Method. J. Meteorol., **13**, 195—202 (1956).

4. Fjørtoft, R.: On a numerical method of integrating the barotropic vorticity equation. Tellus **4**, 179—194 (1952).

5. Hovmöller, E.: The trough-and-ridge diagram. Tellus **1**, 62—66 (1949).

6. Hughes, L. A. et al.: Hurricane Hazel and a long-wave outlook. Bull. Amer. Met. Soc. **36**, 528—533 (1955).

7. Namias, J.: Extended forecasting by mean circulation methods. U. S. Weather Bureau, Washington D. C., 1947.

8. Petterssen, S.: Weather analysis and forecasting. Vol. 1. McGraw-Hill, New York, 1956.

9. Phillips, N. A.: A simple three-dimensional model for the study of large-scale extratropical flow patterns. J. Meteorol. **8**, 381—394 (1951).

10. Reiter, E. R.: The layer of maximum wind. University of Chicago, Final report to project Arowa, 1957. (Erscheint J. Meteorolog.)

11. Riehl, H. et al.: Forecasting in middle latitudes. Meteorol. Monographs, Amer. Meteor. Soc., Vol. 1, No. 5 (1952).

12. Riehl, H. et al.: The jet stream. Meteorol. Monographs, Amer. Meteor. Soc., Vol. 2, No. 7 (1954).

13. Rossby, C.-G.: Planetary flow patterns in the atmosphere. Quart. J. Roy. Met. Soc. **66**, 68—87, (Supplement 1940).

14. Rossby, C.-G.: On the propagation of frequencies and energy in certain types of oceanic and atmospheric waves. J. Meteorology **2**, 187—204 (1945).

15. Staff Members, University of Chicago: An experiment in forecasting the displacement of 500millibar troughs and ridges. J. Meteorol. **13**, 421—432 (1956).

551.513.1

Ahnlichkeitsbedingungen für geohydrodynamische Modellexperimente in rotierender Schale

Von

P. Raethjen, Hamburg

Mit 2 Textabbildungen

Zusammenfassung. Es liegt nahe und ist bereits vielfach (von D. Fultz u. a.) versucht worden, die „allgemeine Zirkulation der Atmosphäre" als Flüssigkeitsstromfeld in einer rotierenden Schale nachzuahmen. Derartige Modellexperimente liefern aber nur dann richtige Einblicke in die atmosphärische Dynamik, wenn eine Reihe von „Ähnlichkeitskennwerten" im Modell denselben Betrag wie in der Atmosphäre haben. Hieraus ergeben sich praktische Konsequenzen für die vertikale Mächtigkeit der Modellflüssigkeit, für deren kinematische Zähigkeit und Wärmeausdehnungskoeffizient, für die Rotationsgeschwindigkeit und den Durchmesser der Schale, für die Temperaturunterschiede und schließlich für die Wärmebeträge, welche (z. B. mittels einer Linde-Maschine) am Rande der Schale zuzuführen und in ihrer Mitte zu entziehen sind. Es zeigt sich, daß ein erheblicher Aufwand für die Schalengröße (Durchmesser etwa 4 m) und erst recht für die Wärmebewegung (etwa 25 Kilokalorien pro Sekunde über eine Temperaturdifferenz von 30 C) notwendig sind, um alle Ähnlichkeitsforderungen zu erfüllen.

Summary. The attempt has been made many times (so by D. Fultz and others) to use the stream-field of a fluid in a rotating basin as a model for the general circulation of the earth. However, such experiments yield correct insight into atmospheric dynamics only if a number of 'analogy characteristics' have the same value in the model and in the atmosphere. From this fact practical consequences must be drawn for the vertical extension of the model fluid, for the kinematic viscosity and the heat expansion coefficient, for the velocity of rotation and the diameter of the basin, the temperature differences and finally for the quantities of heat to be conveyed (for instance by means of a Linde machine) to the circumference of the basin and withdrawn from its centre. To fulfill all analogy conditions a rather big basin (diameter approx. 4 m) must be chosen; the heat transfer, too, must be great (about 25 kilogram-calories per second over a temperature difference of 30°C).

Résumé. On a été maintes fois tenté (comme D. Fultz p. ex.) de reproduire la circulation générale de l'atmosphère sous forme d'une circulation liquide dans un tambour tournant. De telles expériences ne peuvent fournir de comparaison utile que si certains rapports de similitude restent identiques à ceux de l'atmosphère. Des règles pratiques s'ensuivent pour fixer l'épaisseur

du liquide, sa viscosité et son coefficient de dilatation, la vitesse de rotation, le diamètre du tambour, les différences de température et enfin pour les quantités de chaleur qu'il faut fournir au bord du récipient et enlever en son milieu. On constate que le tambour doit être assez grand (env. 4 m de diamètre) et qu'il faut d'assez grandes quantités de chaleur (env. 25 kilocalories par seconde pour une différence de température de 30°) pour que soient satisfaites les conditions de similitude.

I. Technische Ähnlichkeitskennwerte

Das Modellexperiment ist in den letzten 50 Jahren ein sehr nützliches Hilfsmittel hydrodynamischer Forschung geworden. Sei es, daß Flugzeug- oder Schiffstypen entwickelt oder die Luftwiderstände anderer Fahrzeuge berechnet werden sollen, stets liefert der Modellversuch die erforderlichen Grundlagen. Dabei wird in der Technik peinlichst darauf geachtet, daß gewisse „Ähnlichkeitskennwerte" im kleinen Modellversuch denselben Betrag wie in den großen Dimensionen haben müssen. Nur in diesem Fall kann man aus dem Modellversuch sichere Schlüsse ziehen auf die hydrodynamischen Kräfte, welche am großen Objekt (Schiff oder Flugzeug) auftreten werden.

Die einfachsten und bekanntesten Beispiele derartiger „Ähnlichkeitskennwerte" sind die „Reynoldssche Zahl" in der Luftfahrttechnik und die „Froudesche Zahl" im Schiffbau. Die Reynoldssche Zahl ist von Bedeutung bei der Bestimmung solcher Strömungskräfte, welche im Innern eines allseits unendlich weiten Flüssigkeitsfeldes an einem relativ zur Flüssigkeit bewegten festen Körper (z. B. an einem Flugzeug) angreifen (bzw. in einem von *festen* Wänden begrenzten Feld). Die Froudesche Zahl dagegen ist bedeutungsvoll für die Strömungskräfte in Flüssigkeiten *mit freier Oberfläche*, wie z. B. an der Wasseroberfläche des Meeres, insbesondere für die hydrodynamischen Probleme im Schiffbau.

Die *Reynoldssche* Zahl wird physikalisch am besten charakterisiert als das Verhältnis zwischen den in der Flüssigkeit auftretenden *Massenkräften* (Trägheitswiderständen der Flüssigkeitsmasse) und in den ihr wirkenden *Reibungskräften*. Dieses Verhältnis ist selbstverständlich an verschiedenen Stellen des Stromfeldes sehr verschieden, z. B. besonders klein in der „Grenzschicht" unmittelbar an der Oberfläche eines Widerstandskörpers. Der numerische Wert der Reynoldsschen Zahl hängt also, wenn man ihre eben genannte physikalische Definition gebraucht, davon ab, *welches* (im Modell und in der Großausführung ähnlich gelegene) Gebiet des Stromfeldes man für *wesentlich* erachtet, und ist daher erst dann eindeutig, wenn man (durch Übereinkunft) dieses (wesentliche) Gebiet auswählt, also in *diesem* Gebiet des Stromfeldes die Mittelwerte der Massenkräfte und Reibungskräfte zueinander ins Verhältnis setzt.

Für die Anwendung des Ähnlichkeitskennwertes ist aber *nicht* sein Betrag selbst von Bedeutung, sondern nur die Forderung, daß er im Modellversuch und im Großen *denselben* Betrag haben muß.

Die Abhängigkeit der Reynoldsschen Zahl von einer Übereinkunft zeigt sich übrigens auch im *praktisch*-technischen Gebrauch: Diese Zahl *Re* wird berechnet nach der Gleichung

$$Re = \frac{\varrho}{\mu} \cdot v \cdot d, \tag{1}$$

in welcher ϱ [gr/cm^3] die Dichte, μ [gr $\cdot$ cm^{-1} $\cdot$ sec^{-1}] den Reibungskoeffizient der Flüssigkeit, v [cm/sec] deren Strömungsgeschwindigkeit und d [cm] irgendeine, im Stromfeld charakteristische Länge bedeuten. Hier sind ϱ, μ, v eindeutig durch die Anordnung des Experiments gegeben, aber d wird *nach Übereinkunft* gewählt. Z. B. ist d beim Tragflügel die Breite, beim Rumpf die Dicke usw.

Die „Froudesche" Zahl Fr ist im Schiffbau folgendermaßen definiert:

$$Fr = \frac{v^2}{g \cdot L}. \tag{2}$$

Dabei bedeuten v die Geschwindigkeit des Schiffes oder Schiffsmodells relativ zum Wasser, g die Schwerebeschleunigung und L eine charakteristische (durch Übereinkunft gewählte) Länge am Schiffskörper. Der Zähler von Fr ist also dem „dynamischen" Druck $v^2 \cdot \varrho/2$ proportional, der Nenner dem „statischen" Druck $g \cdot \varrho \cdot h$ (wenn $h \sim L$ die Höhendimension des Schiffs- bzw. Modellkörpers ist). Man sieht, auch diese Verhältniszahl ist eindeutig erst durch die Übereinkunft, *welche* Länge (bzw. Höhe) am Schiffskörper als charakteristische Länge L gewählt wird. Auch hier ist nicht die Zahl Fr selbst wesentlich, sondern nur die Bedingung, daß sie im kleinen Modell *denselben* Betrag wie im großen Schiff besitzt.

Voraussetzung für die technische Anwendung von Modellexperimenten ist aber selbstverständlich immer, daß die *geometrische* Anordnung im kleinen Versuch und diejenige im Großen einander ähnlich sind; beim Tragflügel z. B. muß das Profil des Modells geometrisch ähnlich demjenigen des Flugzeugs sein und der „Anstellwinkel" (der Winkel, den die Tragflächensehne mit der Bewegungsrichtung des Flugzeugs relativ zur Luft einschließt,) übereinstimmen. Diese Forderung kann man als „geometrische Ähnlichkeit der Randbedingungen" bezeichnen, die zuvor geforderte Identität der Ähnlichkeitskennwerte als „dynamische Ähnlichkeit der Stromfelder".

II. Geodynamische Modellprobleme

Nun ist aber die Aufgabe eines technischen Modellexperiments eine andere als diejenige eines geophysikalischen. Man untersucht z. B. viele Tragflächenprofile im Windkanal, um dann ein geeignetes Profil für den Bau eines Flugzeuges auswählen zu können. Diese Modellversuche dienen der *technischen Beherrschung* der Luftkräfte, d. h. also einer technischen *Theorie*. Man findet z. B. in Modellversuchen, daß stark gekrümmte Profile größeren Auftrieb liefern als schwach gekrümmte oder gar symmetrische. Dieser Befund bedeutet (als Gesamtergebnis vieler Modellversuche) eine Vertiefung unserer theoretischen Kenntnisse von den Luftkräften. Erst diese, aus *vielen* Modellversuchen gewonnene theoretische Übersicht bringt den Flugingenieur in die Lage, ein Flugzeug mit vorausberechneten Flugeigenschaften konstruieren zu können. Daher offenbart sich in der Technik ein Verstoß gegen die Ähnlichkeitsbedin-

gungen dadurch, daß die fertiggestellte Großausführung des Flugzeugs, Schiffes usw. *nicht* die Flug- bzw. Fahreigenschaften zeigt, welche aus dem Modellversuch im voraus berechnet wurden.

Dagegen ist im *geophysikalischen* Problemkreis die „Großausführung" bereits *vor* dem „Modell" gegeben; geohydrodynamische Experimente dienen nicht zur Konstruktion sondern zur *Erklärung* eines in der Atmosphäre (oder im Meer) *vorgegebenen* Stromfeldes. Daher führt die Nichtbeachtung der dynamischen Ähnlichkeitsbedingungen im geodynamischen Experiment nicht zu offensichtlichen Versagern, sondern nur zu (mehr oder weniger versteckten) Fehlerklärungen. Beobachtet man z. B. im geodynamischen Modellversuch *ohne* Beachtung der dynamischen Ähnlichkeitsbedingungen ein Stromfeld, welches dem (ebenfalls beobachteten) Stromfeld der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre ähnlich sieht, so beweist diese geometrische Stromfeldähnlichkeit *nicht*, daß die *Dynamik* des Modellversuchs ein treues Abbild der atmosphärischen Dynamik liefert. D. h. für die *dynamische* Erklärung des großen Systems der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation sind nur solche Modellversuche aufschlußreich, welche den *dynamischen* Ähnlichkeitsbedingungen (mit gleichen Ähnlichkeitskennwerten) genügen.

Mit der am Schluß des Kap. I gewählten Ausdrucksweise kann man diesen Sachverhalt folgendermaßen formulieren: „Geometrische Ähnlichkeit der Randbedingungen" und „dynamische Ähnlichkeit der Stromfelder" garantieren gemeinsam die „geometrische Ähnlichkeit der Stromfelder" (Stromlinien), aber eine *geometrische* Ähnlichkeit der Randbedingungen und Stromlinien garantiert noch *nicht* die *dynamische* Ähnlichkeit der Felder.

Das einfachste Beispiel, um diesen Sachverhalt einzusehen, ist die Strömung in zwei geometrisch ähnlichen Wasserleitungsrohren verschiedenen Querschnitts. Die *Stromlinien* sind dann stets einander ähnlich, aber *dynamische* Ähnlichkeit (des Druckfeldes) liegt in diesem Fall nur dann vor, wenn das Verhältnis der Trägheitskräfte zu den Reibungskräften an ähnlich gelegenen Stellen beider Wasserleitungen einander gleich ist, wenn also nach Gl. (1) das Produkt $v \cdot d$ (Geschwindigkeit mal Durchmesser) in beiden Wasserleitungen den gleichen Betrag hat.

Ein anderes Beispiel ist die horizontale *Kreiszirkulation* zweier Flüssigkeiten in zwei kreisförmigen Schalen. In diesem Beispiel sind alle Stromlinien Kreise, daher in beiden Schalen einander geometrisch ähnlich. Aber die eine Schale könnte dabei eine „quasistarr" (um eine vertikale Achse) rotierende Flüssigkeit (mit parabolischer Oberfläche nach Abb. 2) enthalten, die andere eine innen sehr schnell und außen (am Rande der Schale) sehr langsam rotierende Flüssigkeit (mit Wirbeltrichter-Oberfläche).

Im erstgenannten (quasistarren) Fall hat die Geschwindigkeit v' auf den kreisförmigen Stromlinien den Betrag

$$v' = \omega \cdot r', \tag{3}$$

wobei ω die (konstante) Winkelgeschwindigkeit der Flüssigkeitsrotation um die zentrale (vertikale) Achse bedeutet und r' den (variablen) Abstand

von dieser Achse. Im zweitgenannten Fall (des Wirbeltrichters) könnte dagegen der Geschwindigkeitsbetrag v' der Gleichung

$$v' = v \cdot \frac{r'}{r} \tag{4}$$

genügen, in welcher v und r die konstanten Geschwindigkeits- und Abstandswerte am Rande der Schale bedeuten. Daß diese beiden Kreisstromfelder trotz ihrer geometrischen Ähnlichkeit *dynamisch* sehr verschieden sind, zeigt sich deutlich an ihren verschiedenen Oberflächen. Denn die Oberflächengestalt ist ein treues Abbild des *horizontalen Druckfeldes:* Legt man eine horizontale Schnittebene durch die rotierende Flüssigkeit, so ist der Flüssigkeitsdruck in jedem Punkt dieser Ebene proportional der über ihr vorhandenen Oberflächenhöhe. Das horizontale Druckgefälle ist also im Zentrum der „quasistarren" Rotation verschwindend gering, im Zentrum des Wirbeltrichters dagegen enorm (nahezu unendlich) groß.

Dieses Beispiel der „dynamischen" Unähnlichkeit zweier geometrisch ähnlicher Kreiszirkulationen ist gerade im Hinblick auf „geodynamische" Probleme sehr instruktiv. Z. B. führt die Atmosphäre eine „quasistarre"

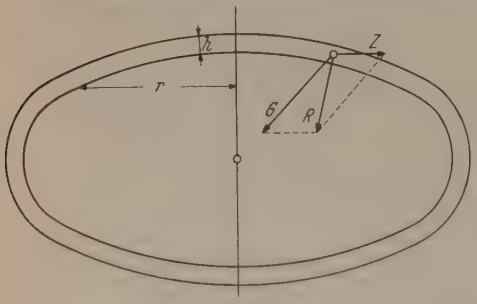


Abb. 1

Abb. 2

Abb. 1. Meridionalschnitt durch den Erdkörper und die Atmosphäre (Mächtigkeit h). Die Abplattung der Erde und die Atmosphärenhöhe h sind hier stark übertrieben. Kräfteplan: G Gravitation, Z Zentrifugalkraft der Erdrotation, R (senkrecht auf der Erdoberfläche) Resultierende aus G und Z; r ist der Rotationsradius mittlerer Breiten

Abb. 2. Vertikalschnitt durch die Rotationsschale. h Flüssigkeitshöhe, r Schalenradius. Kräfteplan: G Schwerkraft, Z Zentrifugalkraft, R (senkrecht auf der Flüssigkeitsoberfläche) Resultierende aus G und Z

Rotation um die Erdachse aus, wenn sie allenthalben *windstill* ist. Man kann daher (mit gewissen Einschränkungen) sagen, die Flüssigkeitsströmung in der Kreisschale nach Gl. (3) sei der *windstillen* Atmosphäre „dynamisch" ähnlich, insbesondere dann, wenn auch die feste Schale selbst (nicht nur die Flüssigkeit) mit der Winkelgeschwindigkeit ω um die vertikale Achse rotiert, so daß die Reibungskräfte zwischen Flüssigkeit und Schale ebenso wie die zwischen Atmosphäre und Erdboden verschwinden. Die wirksame Massenkraft ist dann im Modell ebenso wie in der Atmosphäre zusammengesetzt aus Schwerkraft und Zentrifugalkraft, genauer gesagt, in der Atmosphäre aus Gravitation G und Zentrifugalkraft Z, im Modell aus Schwere G und Zentrifugalkraft Z (Abb. 1 und 2). Die resultierende Kraft R steht in beiden Fällen senkrecht auf der „freien" Oberfläche (bzw. auf den Isobarflächen) und auf dem festen Boden (Erdboden oder Schalenboden).

III. Geometrische und kinematische Ähnlichkeitsbedingungen

A. Randkrümmungszahl

Nun hat es allerdings zunächst den Anschein, als ob die Randbedingungen des Modells Abb. 2 geometrisch *un*ähnlich denjenigen der Atmosphäre (Abb. 1) seien, denn die Krümmungen der Erd- und Schalenfläche sind einander entgegengesetzt. Bei genauerer Überlegung erkennt man aber, daß die Krümmung dieser Flächen keine Bedeutung hat, wenn ihr Krümmungsradius groß ist gegenüber der vertikalen Mächtigkeit der Flüssigkeitsschicht bzw. Atmosphäre. Wenn wir die Atmosphäre bis 20 km Höhe betrachten, so beträgt diese Höhe etwa den dreihundertsten Teil des Erdradius, ist also sehr klein verglichen mit dem Krümmungsradius der Erdoberfläche. Daher können wir im Modellversuch vom Krümmungssinn der Schalengrundfläche absehen, wenn der Betrag ihrer Krümmung entsprechend klein ist.

Die geometrische Ähnlichkeit der Randbedingungen ist wohl hinreichend gewahrt, wenn der Krümmungsradius der Schalengrundfläche wenigstens 50mal größer als die Höhe h der Flüssigkeit (Abb. 2) ist. Dasselbe ist für die Flüssigkeitsoberfläche zu fordern, deren Krümmungsradius in der Nähe der Rotationsachse den Betrag g/ω^2 hat. Als *geometrische* Ähnlichkeitsbedingung des Randes wollen wir daher fordern:

$$Kr = \frac{h \cdot \omega^2}{g} \leqq 0{,}02 \quad \text{(Randkrümmungszahl)}. \tag{5}$$

Dieser Wert Kr ist eine reine Zahl. Wir nennen sie kurz die „Randkrümmungszahl".

B. Schichtneigungszahl

Daneben gehört es zu den charakteristischen Randbedingungen der Atmosphäre, daß ihre horizontale Dimension groß ist gegen die vertikale. Wenn wir die Strömungsvorgänge der Troposphäre untersuchen wollen, so beträgt das Verhältnis ihrer Höhe h (~ 10 km) zum Erdradius r etwa 1 : 600. Erfahrungsgemäß findet man, daß die Neigung der Isentropenflächen, d. h. die Schichtneigung der Troposphäre, etwa 1 : 300 beträgt. Die weiträumigen Strömungen der Atmosphäre haben daher etwa das Größenordnungs-Verhältnis 2 h/r zwischen der vertikalen und horizontalen Komponente.

Selbstverständlich gehört es zur Ähnlichkeit der Randbedingungen, daß auch im Modell die Höhe h der Flüssigkeit (Abb. 2) klein gegen den Radius r der Schale sein muß. Allerdings ist das Verhältnis $h/r = 1 : 600$ im Modell nicht zu verwirklichen. Man wird sich daher mit einer hinreichend kleinen Neigung h/r begnügen, welche es gerade noch gestattet, den Neigungswinkel, seinen Tangens und Sinus einander gleich zu setzen, dann aber die Verschiedenartigkeit dieses „Neigungskennwerts" Ne bei allen dynamischen Schlußfolgerungen berücksichtigen:

$$Ne = \frac{h}{r} \leqq 0{,}1 \quad \text{(Schichtneigungszahl)}. \tag{6}$$

D. h. also: Wir sind aus modelltechnischen Gründen gezwungen, die Höhendimension des Modells gegenüber der horizontalen zu „überhöhen" und

müssen daher diese „Überhöhung" bei allen dynamischen Folgerungen in Rechnung stellen. Selbstverständlich darf man aber eine solche Überhöhung nicht beliebig weit treiben, ohne die dynamische Vergleichbarkeit der atmosphärischen und Modellströmung zu gefährden. Wir haben daher in (6) angenommen, daß das Verhältnis der vertikalen Dimension zur horizontalen im Modell nicht mehr als 60 mal so groß wie in der Atmosphäre sein sollte.

Daß die Verletzung von (6) tatsächlich eine *erhebliche* dynamische Unähnlichkeit bewirken würde, zeigt sich beim Vergleich der vertikalen und horizontalen Austauschbewegungen: In der Troposphäre haben die Austauschquanten des Vertikalaustauschs (der „Konvektion") Größendimensionen (Durchmesser) von etwa 1 bis 2 km (und weniger), dagegen die Austauschquanten des Horizontalaustausches (zwischen Tropen und Polargebiet) Horizontaldurchmesser von etwa 2000 km (erfahrungsgemäß). Dieser Unterschied beruht selbstverständlich darauf, daß die gesamte, dem *Vertikal*austausch verfügbare Vertikalstrecke nur etwa 10 km (Höhe der Troposphäre), dagegen die Horizontalstrecke zwischen den Tropen und Polargebieten etwa 8000 km beträgt. Die Größendimension der Austauschquanten ist natürlich kleiner als $^1/_4$ der verfügbaren Strecke und das System der atmosphärischen Zirkulationsströme gewinnt seine typische Prägung dadurch, daß der vertikale „Mischungsweg" klein ist gegen den horizontalen. Ungefähr ist dies auch im Modell erfüllt, wenn es der Ungl. (6) genügt, doch dürfte damit die äußerste Grenze des Zulässigen gegeben sein.

C. Rossby-Zahl

Nun erschöpft sich aber der Zweck der Modellexperimente nicht darin, die *windstille* Atmosphäre mit der quasistarr rotierenden Modellflüssigkeit zu vergleichen, sondern die *Relativstromfelder* (relativ zur rotierenden Schale bzw. Erde) sind der Gegenstand unseres Interesses. Man kann aber die Relativströmungen des Modells und der Atmosphäre nur dann miteinander vergleichen, wenn das Verhältnis der auftretenden Relativgeschwindigkeiten zur *absoluten* Rotationsgeschwindigkeit im Modell denselben Wert wie in der Atmosphäre hat. Diese Bedingung ist wohl zuerst von C. G. Rossby aufgestellt worden; man nennt das charakteristische Geschwindigkeitsverhältnis die „Rossby-Zahl" *Ro*:

$$Ro = \frac{v}{\omega \cdot r} \sim 0{,}04 \quad \text{(Rossby-Zahl)}. \tag{7}$$

Dabei bedeutet v eine charakteristische *Relativ*geschwindigkeit (etwa den mittleren Westwind gemäßigter Breiten in 6 km Höhe) und r den zugehörigen Rotationsradius (auf der Erde etwa $r = 5 \cdot 10^8$ cm). Dieser Wert *Ro* muß also im Modell dieselbe (in Gl. (7) rechts angegebene) Größenordnung wie in der Atmosphäre haben.

IV. Dynamische Ähnlichkeitsbedingungen

A. Reynolds-Zahl

Es kann keinem Zweifel unterliegen, daß die *Reibung* in der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre eine entscheidende Rolle spielt.

Der *mittlere* Zirkulationszustand ist dadurch bestimmt, daß in längeren Zeiträumen (mehreren Jahren) der aus thermodynamischen Kreisprozessen anfallende mittlere *Gewinn* mechanischer Energie ebenso groß ist wie der Energie*verlust* durch Reibung. Dabei handelt es sich im wesentlichen um die Reibung an der Erdoberfläche und um die Schubspannungen in *horizontalen* Flächen des Stromfeldes. Die Reibungskraft R pro Masseneinheit beträgt daher:

$$R = \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\partial}{\partial z}\left(A \cdot \frac{\partial v}{\partial z}\right), \tag{8}$$

wenn z die Vertikalkoordinate, v die Horizontalgeschwindigkeit relativ zur Erde und A den Austauschkoeffizient des Vertikalaustauschs bedeuten.

Demgegenüber tritt die *Corioliskraft* C als wesentlich wirksame Massenkraft auf. Sie beträgt pro Masseneinheit

$$C = v \cdot 2\omega \cdot \sin\varphi. \tag{9}$$

Daher ist der für die allgemeine Zirkulation bedeutsame *Reynolds*sche Kennwert gleich dem Verhältnis der Massenkraft C zur Reibungskraft R. Doch kommt es dabei nur auf die *Größenordnung* an, so daß wir in (8) und (9) $h/2$ für ∂z, v (die Relativgeschwindigkeit im mittleren Niveau $h/2$) für ∂v und den Wert 1 für $\sin\varphi$ einsetzen können. A bedeutet dann einen *mittleren* Austauschkoeffizient der Troposphäre und kann als Konstante behandelt werden:

$$Re = \frac{C}{R} = \frac{\varrho}{A} \cdot \frac{\omega \cdot h^2}{2} \sim 1000 \quad \text{(Reynolds-Zahl)}. \tag{10}$$

So bedeutet die rechts stehende Zahl 1000 den ungefähren Reynoldskennwert der Erdatmosphäre im System der allgemeinen Zirkulation (mit $h = 10^6$ [cm], $\omega = 7 \cdot 10^{-5}$ [sec^{-1}], $A = 15$ [gr · cm^{-1} · sec^{-1}], $\varrho = 0{,}5 \cdot$ $\cdot\, 10^{-3}$ [gr · cm^{-3}]). Denselben Wert muß die Reynoldssche Zahl Re im Schalenmodell haben, wenn man statt A den molekularen Reibungskoeffizienten (μ) der rotierenden Flüssigkeit einsetzt. Diese Bedingung gilt für Modellexperimente, die sich auf die allgemeine Zirkulation der Troposphäre ($h = 10^6$ cm) beziehen. Will man aber Vorgänge der bodennahen Reibungsschicht studieren, so würden für diese etwa $h = 10^5$ [cm], $\varrho = 1{,}2 \cdot 10^{-3}$ [gr · cm^{-3}] und $A = 40$ [gr · cm^{-1} · sec^{-1}] und daher Re ~ 10 gelten.

Wichtig ist auf jeden Fall, daß diese Reynolds-Zahl nicht von der *horizontalen* Dimension (r) abhängt, sondern nur von der kinematischen Zähigkeit A/ϱ, der Winkelgeschwindigkeit ω und der *vertikalen* Dimension h. Dieses Ergebnis beruht, wie man sieht, darauf, daß h klein gegen r und daher für die Reibungseffekte allein entscheidend ist.

Offenbar ist es nicht schwer, im Modellversuch (mit $10 \leqq h \leqq 50$ cm) Reynoldszahlen von 10 bis 1000 zu erreichen. Man muß nur eine Flüssigkeit mit geeigneter kinematischer Zähigkeit μ/ϱ wählen, z. B. eine entsprechende Mischung von Wasser und Glyzerin oder von Petroleum und Öl. Merkwürdigerweise hat man darauf bisher weniger geachtet.

B. Froude-Zahl

Wenn man die Atmosphäre mit einer Flüssigkeit vergleichen will, so muß diese zweifellos eine *freie Oberfläche* haben. Zwar hat die Atmosphäre selbst *keine* Oberfläche; zwischen Atmosphäre und Weltraum gibt es keine scharfe Grenze sondern einen *allmählichen* Übergang. Aber wir wissen aus den meteorologischen Beobachtungen, daß eine hoch gelegene Isobarfläche der Atmosphäre, z. B. die 100 mb-Fläche, sich weiträumig nahezu wie eine Flüssigkeitsoberfläche verhält: Wo sie nach oben ausgewölbt ist, findet man meist ein Hochdruckgebiet, wo sie nach unten gewölbt ist, ein Tiefdruckgebiet aller Troposphärenschichten. Es ist ja auch evident, daß *weiträumige* vertikale Luftbewegungen *in großer Höhe* nur durch die Schwerkraft, nicht durch einen festen Außenrand eingeschränkt werden, während sie sich *am Erdboden* dem festen Rand anpassen. Dieselben charakteristischen Unterschiede des oberen und unteren Randes findet man im Modell einer Flüssigkeit *mit freier Oberfläche*.

Dieserhalb (d. h. weil die Dynamik der Atmosphäre nahe verwandt ist mit der Dynamik der Flüssigkeiten mit freier Oberfläche) ist es für die Ähnlichkeit unerläßlich, daß eine charakteristische „Froude-Zahl" im Modell denselben Wert wie in der Atmosphäre besitzt. Dieser Ähnlichkeitskennwert ist

$$Fr = \frac{\omega^2 \cdot r^2}{g \cdot h} \sim 1 \text{ (Froude-Zahl).} \tag{11}$$

Dabei bedeuten h die Höhe der „homogenen" Atmosphäre ($h \sim 8 \cdot 10^5$ cm) bzw. die Höhe der Flüssigkeit im Modell, r den horizontalen Halbmesser des betrachteten Vorganges. Für die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre ist also $r \sim 5 \cdot 10^8$ cm und $Fr \sim 1$, für die Strömungsvorgänge einer Sturmzyklone dagegen $r \sim 1{,}5 \cdot 10^8$ cm und $Fr \sim 0{,}2$.

Der Verfasser hat kürzlich in seinem Buch „Dynamik der Zyklonen" (Leipzig 1953) ausführlich dargelegt, warum und inwiefern dieser Kennwert Fr charakteristisch für die Strömungsvorgänge in der Atmosphäre und in rotierenden Flüssigkeiten mit freier Oberfläche ist. Es erübrigt sich daher, diese „Adaptationstheorie" hier nochmals wiederzugeben. Hier sei nur gesagt, daß z. B. das Gesetz „konstanter Vorticity", welches näherungsweise in der Atmosphäre für meridional ausgetauschte Luftmassen mit horizontalen Halbmessern $r \lesssim 10^8$ cm gilt (sofern die Austauschmassen alle Schichten umfassen), wesentlich darauf beruht, daß für *diese* Massen (mit $r \lesssim 10^8$ cm) $Fr \lesssim 0{,}1 < 1$ ist. Es ist ohne weiteres evident, daß die wirksamen Austauschquanten der allgemeinen Zirkulation in ihrer Horizontaldimension etwa eine Zehnerpotenz kleiner sein müssen als die Horizontaldimension des ganzen Austauschfeldes. Dieses gilt für das rotierende Schalenmodell ebenso wie für die Atmosphäre. Würde man aber ein Modellexperiment mit dem Gesamt-Froudekennwert $Fr \sim 100$ anstellen, so würden zahlreiche Horizontalaustausch-Quanten in dieser Schale den Eigenkennwert $Fr \geqq 1$ besitzen und dann sicher *keine* konstante „Vorticity" haben. An diesem Beispiel sieht man, wie wichtig es ist, bei Modellversuchen den Froudeschen Kennwert zu respektieren.

C. Breitenunterschiede des Coriolisparameters

Es ist neuerdings viel beachtet worden, daß der atmosphärische „Coriolisparameter" $2\,\omega \sin \varphi$ mit der Breite φ veränderlich ist und daß dieserhalb Relativwirbel (relativ zur Erde) entstehen in denjenigen weiträumigen Luftmassen, welche einen erheblichen Meridionaltransport erleiden. Zweifellos ist es ein Mangel des Schalenmodells, daß es entsprechende Breitenunterschiede der Corioliskraft *nicht* kennt. Denn die Ungleichung (5) der „Krümmungszahl" zieht die Konsequenz nach sich, daß der Coriolisparameter im Modell überall $= 2\,\omega$, also *nicht* mit der Breite veränderlich ist.

Wie von Arx (Woods Hole, USA) in oceanographischen Modellversuchen gezeigt hat, kann man diesen Übelstand praktisch dadurch beseitigen, daß die Höhe h der Modellflüssigkeit am Rande der Schale größer als in der Mitte gewählt wird. Technisch ist das leicht zu erreichen, indem man die Schale *etwas schneller* rotieren läßt, als es nötig wäre, um die Flüssigkeitshöhe h (gemessen über dem Schalenboden) überall gleich zu gestalten. Hierfür brauchen also beim Aufbau der Modellapparatur keine besonderen Bedingungen beachtet zu werden.

V. Schichtungsbedingungen

A. Baroklinitätskennwert

Die Froudezahl ist, wie man sieht, kennzeichnend für das *barotrope* System einer homogenen Flüssigkeit mit freier Oberfläche bzw. einer „autobarotropen" Atmosphäre. Wir wissen aber, daß die Zirkulationsströmungen der Atmosphäre wesentlich *baroklin* sind. Dabei ist die atmosphärische Baroklinität gekennzeichnet durch die geostrophische Gleichung

$$\frac{\partial v_y}{\partial z} = -\frac{g}{2\,\omega \sin \varphi} \cdot \frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\partial \varrho}{\partial x'}, \tag{12}$$

in welcher x' die *isobare* Koordinate senkrecht zur Windkomponente v_y bedeutet. Da $\partial \varrho / \partial x'$ ein *isobares* Dichtegefälle bedeutet, gilt für die atmosphärische Luft (als ideales Gas):

$$-\frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\partial \varrho}{\partial x'} = +\frac{1}{T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x'} = +\frac{1}{\Theta} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial x'}, \tag{13}$$

wobei Θ die absolute potentielle Temperatur bedeutet. Dagegen gilt für Flüssigkeiten die Gleichung:

$$-\frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\partial \varrho}{\partial x'} = \alpha \cdot \frac{\partial T}{\partial x'}, \tag{14}$$

wobei α den Volumen-Ausdehnungskoeffizienten der Modellflüssigkeit bedeutet. Um statt α einen *dimensionslosen* Ausdehnungskoeffizienten γ zu gebrauchen, definieren wir:

$$\begin{aligned} \gamma &= \alpha \cdot T \qquad \text{für die Modellflüssigkeit} \\ \gamma &= 1 \qquad\quad \text{für die atmosphärische Luft} \end{aligned} \tag{15}$$

und können dann die Gl. (12) in folgender Form gebrauchen:

$$\frac{\partial v_y}{\partial z} = \frac{g}{2\,\omega \sin \varphi} \cdot \frac{\gamma}{T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x'}. \tag{16}$$

Auch in diesem Falle interessieren uns im Hinblick auf die Ähnlichkeit nur die Größenordnungen, so daß wir in Gl. (16) schreiben:

$$\frac{\partial T}{\partial x'} = 2 \cdot \frac{\Delta T}{r} \quad \text{und} \quad \frac{\partial v_y}{\partial z} = 2 \cdot \frac{v}{h}. \tag{17}$$

Dabei bedeutet ΔT die *isobare* Temperaturdifferenz im meridionalen Abstand $r/_2$, d. h. für die Erdatmosphäre etwa die mittlere Temperaturdifferenz in der 500mb-Fläche zwischen 60° und 30° Breite, für das Modell die isobare Temperaturdifferenz zwischen dem Zentrum und Rand der Schale. Dann ergibt sich aus Gl. (16)

$$2 \cdot \frac{v}{h} = \frac{g \cdot \gamma}{\omega \cdot r} \cdot \frac{\Delta T}{T}. \tag{18}$$

Wir nennen den Zahlenwert $\gamma \cdot \Delta T/T$ den „Baroklinitätskennwert" Ba und sehen aus den Gln. (18), (7) und (11)

$$Ba = \gamma \cdot \frac{\Delta T}{T} = 2 \cdot Ro \cdot Fr \sim 0{,}08 \quad \text{(Baroklinitätskennwert)}. \tag{19}$$

Dieser Zahlenwert, den wir hier aus den Kennwerten Ro und Fr berechnet haben, entspricht dem in der Troposphäre *beobachteten* isobaren Temperaturunterschied zwischen Äquator und Pol: Bei einer Mitteltemperatur $T \sim 250°$ der 500mb-Fläche beträgt ihre mittlere Differenz zwischen 60 und 30° Breite $\Delta T \sim 20°$. Der (geostrophische) Zusammenhang des „Baroklinitätskennwerts" Ba mit der „Rossby-Zahl" Ro und der „Froude-Zahl" Fr ist also in der Atmosphäre durch Beobachtungen bestätigt.

Aber leider zeigt es sich hier, daß der Kennwert $Ba = 0{,}08$ in Flüssigkeitsmodellen kaum zu erfüllen ist. Man müßte eine Flüssigkeit mit sehr großem Ausdehnungskoeffizient wählen, wie z. B. Tetrachlorkohlenstoff mit dem Wert $\gamma = \frac{1}{\cdot}$. Auch dann läßt sich praktisch keine größere Temperaturdifferenz als $\Delta T = 30°$ (zwischen 0° C und 30° C), d. h. also kein größerer Baroklinitätskennwert als $Ba = 0{,}04$ erreichen. Immerhin dürfte es aber zweckmäßig sein, die Baroklinitätsähnlichkeit so weit als möglich anzunähern.

B. Richardson-Zahl

In der Atmosphäre hängt die Baroklinität mit der statischen Stabilität nach folgender Gleichung zusammen:

$$\frac{1}{T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x'} = \frac{1}{\Theta} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial x'} = \frac{1}{\Theta} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial z} \cdot \frac{dz}{dx'}. \tag{20}$$

Dabei ist Θ die (absolute) potentielle Temperatur und dz/dx' die Neigung der Isentropenflächen, deren Größenordnung nach den oben angestellten Betrachtungen ungefähr $2\,h/r$ beträgt. Wenn wir diese Gl. (20) mit γ multiplizieren, enthält sie die entsprechenden Stabilitätswerte in der thermisch geschichteten Modell-Flüssigkeit (in der allerdings die Werte Θ und T praktisch nicht unterschieden werden können).

Für die Ähnlichkeit der Strömung in statisch stabil geschichteten Flüssigkeiten ist die sogenannte „Richardson-Zahl" Ri der charakteristische Kennwert. Sie lautet

$$Ri = \frac{\gamma \cdot \frac{g}{\Theta} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial z}}{\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \tag{21}$$

und bedeutet das Verhältnis zwischen der potentiellen und kinetischen Energie der Turbulenzbewegungen (ähnlich wie auch die „Froude-Zahl" als Verhältnis der kinetischen zur potentiellen Energie gedeutet werden kann). Hier setzen wir entsprechend Gl. (20) und mit Berücksichtigung der Gln. (17), (18) und (19) ein:

$$\frac{\gamma}{\Theta} \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{r}{h} \cdot \frac{\gamma}{T} \cdot \frac{\Delta T}{r} = \frac{Ba}{h}, \tag{22}$$

desgleichen

$$\frac{\partial v}{\partial z} = 2 \cdot \frac{v}{h} \tag{23}$$

und erhalten mit Rücksicht auf die Gln. (7) und (11):

$$Ri = \frac{1}{2\,Ro} \sim 12 \text{ (Richardson-Zahl)}. \tag{24}$$

VI. Wärmefluß-Bedingungen

A. Meridionaler Wärmeaustausch

Sowohl in der Atmosphäre als auch im Flüssigkeitsmodell kann eine *isobare* Temperaturdifferenz ΔT nur aufrecht erhalten werden, wenn im Gebiet der höheren Temperatur (in den Tropen bzw. am Rande der Schale) fortwährend *Wärme zugeführt*, im Gebiet der niederen Temperatur (am Pol bzw. im Zentrum der Schale) *Wärme entzogen* wird. Turbulenz und Zirkulationen befördern diese Wärme fortwährend aus dem Gebiet höherer in das Gebiet niederer Temperatur. Die meteorologischen Beobachtungen zeigen, daß dieser Wärmefluß in der Atmosphäre überwiegend von *nichtstationären* Luftströmungen getragen wird, deren Gesamtheit wir als „Meridionalaustausch" behandeln können, obwohl die einzelnen Ströme selbstverständlich auch ihre Eigengesetzlichkeit zeigen. Die Austauschtheorie bedeutet hier nur eine Statistik über die Meridionaltransporte zahlreicher „Luftmassen", von denen jede ihr individuelles Einzelschicksal erlebt, bestehend aus Erwärmung bzw. Abkühlung, Transport und Vermischung.

B. Mischungsweg-Kennwert

Der gesamte Wärmefluß W, der von solch einem „Meridionalaustausch" über den Breitenkreis mit dem Radius $r/2$ in der Flüssigkeitsschicht mit der Höhe h getragen wird, beträgt:

$$W = 2\pi \cdot \frac{r}{2} \cdot h \cdot \varrho \cdot \sigma \cdot v \cdot l \cdot 2\,\frac{\Delta T}{r}. \tag{25}$$

Hier bedeuten σ die spezifische Wärme der Modellflüssigkeit (bzw. der atmosphärischen Luft bei konstantem Druck), v die mittlere Meridionalgeschwindigkeit der Austauschbewegungen auf diesem Breiten-

kreis, l den (horizontalen) „Mischungsweg", d. h. die Hälfte der im Mittel zwischen zwei Vermischungen meridional zurückgelegten Strecke, und $2\,\Delta\,T/r$ das mittlere meridional-isobare Temperaturgefälle, wobei allerdings in der Atmosphäre die „Äquivalenttemperatur" einzusetzen ist.

Es ist nun evident, daß der horizontale „Mischungsweg" infolge der Corioliskraft im *rotierenden* System erheblich *kleiner* als im nichtrotierenden System sein muß. Daher ist es sinnvoll, die Länge l des Mischungsweges als ein Vielfaches des Trägheitskreis-Halbmessers auszudrücken folgendermaßen:

$$\left.\begin{aligned} l &= \lambda \cdot \frac{v}{2\,\omega} = \lambda \cdot \frac{Ro \cdot \omega \cdot r}{2\,\omega} = \frac{1}{2} \cdot \lambda \cdot Ro \cdot r; \\ v \cdot l &= \frac{1}{2} \cdot \lambda \cdot Ro^2 \cdot \omega \cdot r^2. \end{aligned}\right\} \qquad (26)$$

Den Zahlenwert l nennen wir den „Mischungsweg-Kennwert" und bestimmen ihn für die Erdatmosphäre folgendermaßen:

Aus meteorologischen Beobachtungen kennen wir ungefähr den Wärmestrom W_{45}, der im Mittel zwischen Sommer und Winter über den 45°-Breitenkreis polwärts fließt. Wir setzen ihn und Gl. (26) in die Gl. (25) ein und erhalten:

$$\frac{W_{45}}{2\pi \cdot r_{45}} = \varrho \cdot \sigma \cdot h \cdot \lambda \cdot Ro^2 \cdot \omega \cdot r \cdot \Delta T \sim 3 \cdot 10^5 \left[\frac{\text{cal}}{\text{cm} \cdot \text{sec}}\right] \qquad (27)$$

Setzen wir hier ein: $\varrho = 0{,}6 \cdot 10^{-3}$ [gr·cm^{-3}], h $= 10^6$ [cm], $\sigma = 0.24$ [cal·gr^{-1}·grad^{-1}], $\omega = 7 \cdot 10^{-5}$ [sec^{-1}], Ro $= 0{,}04$, r $= 5 \cdot 10^8$ [cm], $\Delta T = 40°$ (Aequivalenttemperatur), so ergibt sich der Mischungswegkennwert λ:

$$\lambda \sim 1 \quad \text{(Mischungsweg-Kennwert)}. \qquad (28)$$

D. h. also: Der mittlere „Mischungsweg" im meridionalen Wärmeaustausch der Atmosphäre ist ungefähr gleich dem Radius des „Trägheitskreises" einer Geschwindigkeit v, die als mittlerer Westwind gemäßigter Breiten (in 6 km Höhe) zu verstehen ist. Das gleiche muß im Modell erfüllt sein, wenn anders dessen radialer Austausch mit dem atmosphärischen Meridionalaustausch vergleichbar sein soll.

Dieses Ergebnis erscheint vielleicht zunächst überraschend, weil wir aus den meteorologischen Beobachtungen wissen, daß die Luftmassen im Getriebe der allgemeinen Zirkulation weitaus größere Meridionalwege zurücklegen. Man darf aber nicht vergessen, daß der „Mischungsweg" seiner Definition nach nur ein kleiner Bruchteil des wirklich zurückgelegten Weges ist. Denn die Luftmassen haben bereits auf ihrem Wege erheblichen Wärmeaustausch mit dem Erdboden (bzw. Meer), der Mischungsweg ist aber definiert als ein Weg *ohne* Wärmeabgabe und -einnahme.

C. Wärmebedarf-Kennwert

Um den Wärmestrom W aufrecht zu erhalten, bedarf es, wie gesagt, fortwährender Wärmeentziehung im Gebiet niederer und Wärmezufuhr im Gebiet hoher Temperatur. Die in Gl. (25) angegebene Wärmemenge W

muß pro Zeiteinheit zugeführt und entzogen werden. Es liegt nahe, diesen Wärmebedarf pro Zeiteinheit in Vergleich zu setzen mit demjenigen Wärmebedarf W^*, der erforderlich ist, um während *einer* Umdrehung ein Drittel der Modellflüssigkeit (bzw. Atmosphäre) um $\Delta T/2$ zu erwärmen (bzw. ein anderes Drittel ebensoviel abzukühlen, während das dritte Drittel keine Temperaturänderung erleidet). Dieser Wärmebedarf W^* ist sozusagen der *Anlaufbedarf* des Experiments, der zur Herstellung des baroklinen Feldes gebraucht wird. Er beträgt:

$$W^* = \frac{\pi \cdot r^2}{3} \cdot h \cdot \varrho \cdot \sigma \cdot \frac{\Delta T}{2} \cdot \frac{\omega}{2\pi}. \tag{29}$$

Wir bilden das dimensionslose Verhältnis W^*/W und nennen es den „Wärmebedarfkennwert" Wa:

$$Wa = \frac{W^*}{W} = \frac{1}{12\pi \cdot \lambda \cdot Ro^2} \sim 17 \quad \text{(Wärmebedarfkennwert)}. \tag{30}$$

Dieser Kennwert bedeutet: In je 17 Umdrehungen wird das Temperaturfeld ΔT durch Wärmezufuhr und -entziehung neu aufgebaut. Dies muß also im Modell gleichermaßen wie in der Atmosphäre gelten. Man sieht, daß die pro Zeiteinheit erforderliche Wärmezufuhr und -entziehung W unter sonst gleichen Verhältnissen (gleichem r, h, ϱ, σ) mit der Rotationsgeschwindigkeit ω proportional ist. In schnell rotierenden Modellen läßt sich daher die erforderliche Wärmezufuhr technisch nicht mehr bewältigen.

D. Wärmetechnische Möglichkeiten

Da h/r im Modell klein sein muß, besteht das wärmetechnische Problem darin, die Wärme W durch die Schalengrundfläche am Rande (pro Zeiteinheit) zuzuführen und sie im Innern zu entziehen. D. h. der Wärmefluß W muß durch eine Fläche von der ungefähren Größe $\frac{1}{4} r^2 \cdot \pi$ in die Flüssigkeit hineingebracht und durch eine ungefähr gleich große Fläche aus der Flüssigkeit herausgezogen werden. Dafür sind natürlich gewisse wärmetechnische Grenzen gesetzt, mit den üblichen Lindemaschinen etwa folgendermaßen:

$$\frac{W}{r^2} \leqq 1 \left[\frac{\text{cal}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}}\right]. \tag{31}$$

Setzen wir hier die Gl. (30) und (29) ein, so ergibt sich:

$$\frac{W}{r^2} = \frac{h \cdot \varrho \cdot \sigma \cdot \Delta T \cdot \omega}{12 \cdot Wa} \leqq 1 \left[\frac{\text{cal}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}}\right]. \tag{32}$$

Hier ist ΔT durch die „Baroklinitätszahl" Ba nach Gl. (19) festgelegt und σ nur in bescheidenen Grenzen wählbar. Daher können wir im Modell (günstigenfalls)

$$\varrho \cdot \sigma \cdot \Delta T \sim 10 \left[\frac{\text{cal}}{\text{cm}^3}\right] \tag{33}$$

setzen. Wenn wir außerdem die Gl. (30) in Gl. (32) einsetzen, erhalten wir:

$$h \cdot \omega \leqq 20 \left[\frac{\text{cm}}{\text{sec}}\right]. \tag{34}$$

VII. Praktische Folgerungen

Durch die vorstehend aufgeführten Ähnlichkeitsbedingungen ist die Modellanordnung, mit welcher die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre studiert werden kann, ungefähr bestimmt. Zunächst ist evident, daß mindestens eine Flüssigkeitshöhe

$$h = 20\,\text{cm} \tag{35}$$

erforderlich ist, um die Strömungsunterschiede verschiedener Schichten studieren zu können.

Mit den Ungln. (5) und (34) folgt daraus als maximal zulässige Rotationsgeschwindigkeit

$$\omega = 1\,[\text{sec}^{-1}]. \tag{36}$$

Wie man sieht, ist mit diesen Werten auch die Randkrümmungsbedingung (5) erfüllt.

Aus der „Froude-Zahl" (11) berechnen wir nun den gängigen Radius r, der zu den Werten h und ω der Gl. (35) und (36) gehört:

$$r = 140\,\text{cm}. \tag{37}$$

Dieser Wert r erfüllt ungefähr auch die Ungleichung (6), d. h. die Bedingung, daß h klein gegen r sein muß. Die Rotationsschale selbst muß dann natürlich etwas größer sein; Durchmesser etwa 4 m.

Um die Reynoldszahl (10) zu erfüllen, müssen wir in diese Schale (mit $h = 20$ cm und $\omega = 1\ \text{sec}^{-1}$) eine Flüssigkeit mit der „kinematischen Zähigkeit"

$$\frac{\mu}{\varrho} = 0{,}2\left[\frac{\text{cm}^2}{\text{sec}}\right] \tag{38}$$

einfüllen, was z. B. mit einer Mischung von Wasser und Glyzerin der Fall ist.

Um aber auch den „Baroklinitätskennwert" (19) annähernd zu erfüllen, wird man besser auf eine Flüssigkeit mit großem Ausdehnungskoeffizienten γ zurückgreifen, z. B. Tetrachlorkohlenstoff (gemischt mit einem Zähigkeitsstoff). Dann müßte man nach Gl. (19) in der Schale zwischen ihrem Rand und Zentrum eine Temperaturdifferenz $\Delta T = 60°$ herstellen, was praktisch nicht durchführbar ist, so daß man sich mit der Hälfte

$$\Delta T = 30° \tag{39}$$

begnügen wird.

Um diese Temperaturdifferenz mit einer der atmosphärischen ähnlichen Zirkulation aufrecht zu erhalten, muß man eine (mitrotierende) Kältemaschine anbringen, welche pro Sekunde die Wärmemenge W aus dem Temperaturniveau 0° auf das Niveau +30° bringt. Dieser Wärmetransport beträgt nach den Gln. (29) und (30) mit $\varrho \cdot \sigma = 0{,}3$ [cal/cm³ · grad] und r = 170 cm:

$$W = 25\,000\left[\frac{\text{cal}}{\text{sec}}\right] \tag{40}$$

und benötigt eine Motorleistung von rund 50 Kilowatt.

Man sieht an dieser Rechnung dreierlei: Erstens, daß es technisch *möglich* ist, die Ähnlichkeitsbedingungen annähernd zu erfüllen, zweitens,

daß die Versuchsapparatur einen *großen Aufwand* erfordert, drittens aber auch, daß es keinen Sinn haben würde, diese Modellexperimente „im Vorwege" mit einer *kleinen* Apparatur zu erproben. Denn jeder Hydrodynamiker weiß, daß ein Modell, welches sich *weit* von den Ähnlichkeitsbedingungen entfernt, gänzlich *nutzlos* ist. Man kann mit dem unähnlichen Modell nicht feststellen, ob das ähnliche neue Erkenntnisse bringen wird.

Dieses hier festzustellen, ist dem Verfasser ein wichtiges Anliegen. Denn er hat sich seit 5 Jahren um die Bewilligung von Mitteln zum Aufbau einer entsprechenden (großen) Apparatur bemüht, ohne bisher den gewünschten Erfolg zu haben. Der Einwand, man müsse diese Experimente zunächst in *kleinerem* Maßstabe durchführen, hat dabei (soweit dem Verfasser überhaupt etwas von Einwendungen bekannt wurde) eine unglückliche Rolle gespielt.

Nach dem Kostenanschlag einer bewährten Hamburger Maschinen- und Betonbau-Firma würde eine Apparatur, die alle Bedingungen (35) bis (40) erfüllt, einschließlich der erforderlichen Linde-Maschine etwa DM 250.000.— kosten. Man könnte jedoch (nach einem Vorschlag des Verfassers) diese Kosten auf die Hälfte reduzieren, indem man zunächst nur *mechanische* Experimente in einer großen Betonschale (4 m Durchmesser) durchführt und dabei die Wärmeeffekte (insbesondere die „Baroklinität") durch gewisse mechanische Kunstgriffe ersetzt. Schon diese Versuche könnten, in ähnlichkeitstreuen Dimensionen angestellt, wertvolle Einblicke in die atmosphärische Dynamik liefern, obwohl sie natürlich nicht die *ganze* „allgemeine Zirkulation" sondern nur einzelne „Elemente" dieses großen Systems zur Darstellung bringen. Ergänzende Wärmeflußexperimente in etwas kleinerer Dimension könnten dann vielleicht (durch theoretische Auswertung) das Gesamtbild abrunden. Aber damit wäre das äußerst Mögliche zur Herabsetzung der Kosten getan. Eine *generelle* Beschränkung auf kleine Schalendurchmesser kann keine neuen Ergebnisse zeitigen, nachdem D. Fultz (Chicago) und andere amerikanische Forscher bereits zahlreiche derartige Experimente mit großem Geschick ausgeführt haben.

551.543.5:551.547.3

Das tägliche atmosphärische Druckgeschehen gemäßigter Breiten

Von

S. Schwarzl, Wien

Mit 4 Textabbildungen

Zusammenfassung. Die Gegenüberstellung der täglichen Druckänderungen am Boden, in den Höhen der 500 mb-Fläche, der 225 mb-Fläche und der 96 mb-Fläche unter gleichzeitiger Berücksichtigung der Temperaturvorgänge in der unteren Troposphärenhälfte nach Vorzeichen und Größe, zeigt ganz bestimmte Gesetzmäßigkeiten auf. Insbesondere finden sich charakteristische Abhängigkeiten im Zusammenwirken dieser Elemente von geographischer Lage und Jahreszeiten. Dieses eigenartige Zusammenspiel der Druck- und Temperaturänderungen in Troposphäre und Stratosphäre gestattet nun einen Einblick in das allgemeine Druckgeschehen der *gemäßigten Breiten*. Das Ergebnis stimmt jedoch durchaus nicht mit den Vorstellungen überein, die man sich bisher über Entstehung und Aufbau der Druckvorgänge gemacht hat.

Die kurzfristigen (24 stündigen) Druckschwankungen erfassen meist die ganze Troposphäre und die untere Stratosphäre. Die Druckimpulse haben ihren Ursprung in hohen Breiten, gehen von der Tropopause aus und werden nach unten und oben übertragen. Der besonders starke Abfall der interdiurnen Veränderlichkeit des Druckes in der Stratosphäre läßt vermuten, daß ein Einfluß von Vorgängen der Schichten oberhalb der 96 mb-Fläche auf das troposphärische Druckgeschehen bedeutungslos ist. — Die Druckvorgänge der untersten Troposphärenschichten wiederum lassen sich aus den „hohen" Druckänderungen erklären. — Selbständige „niedrige" Vorgänge sind von *sekundärer* Bedeutung, obwohl sie nicht fehlen. Es darf jedoch nicht angenommen werden, daß kurzfristige Druckänderungen der Höhe von unten her aufgebaut werden. Dies würde den hier gewonnenen Ergebnissen widersprechen; die Energiequellen für diese „hohen" Vorgänge sind in der Meridionalzirkulation und dem besonders ausgebildeten Jahresgang der Strahlung in hohen Breiten und über dem Pol zu suchen.

Summary. The comparison of the diurnal pressure variations at ground level and at the heights of the 500 mb surface, the 225 mb surface, and the 96 mb surface shows certain regularities if sign and magnitude of the simultaneous temperature processes of the lower half of the troposphere are taken into account. In particular, characteristic connections are found between

the combined influence of these elements and the geographic position and the seasons. This peculiar combined effect of pressure and temperature variations gives insight into the general pressure processes of the medium latitudes, however, the result does by no means agree to the hitherto existing theories on origin and structure of pressure processes.

The short-term (24-hours) pressure variations comprise mostly the entire troposphere and the lower stratosphere. The pressure impulses originate in high latitudes, start from the tropopause and proceed downwards and upwards. The particularly strong decrease of the interdiurnal pressure variability in the stratosphere leads to the assumption that the processes in layers above the 96 mb surface have no noticeable influence upon the pressure in the troposphere. On the other hand, pressure processes of the lowest tropospheric layers can be accounted for by "high" pressure variations. Independent "low" processes are of secondary importance only, though they occur sometimes. However, short-term pressure variations of higher levels are not likely to build up from the ground. This would be contrary to the results won in the present investigation. The sources of energy for these "high" processes must be sought in the meridional circulation and in the very pronounced annual variation of the radiation in high latitudes and over the pole.

Résumé. Si l'on compare les variations diurnes de pression au sol, au niveau des surfaces isobares de 500, de 225 et de 96 mb en tenant compte également des changements concomitants de température dans la troposphère inférieure, des relations précises apparaissent qui dépendent de la situation géographique et de la saison. L'interdépendance des variations bariques et thermiques dans la troposphère et dans la stratosphère éclaire les processus généraux de pression des latitudes moyennes, mais le résultat n'est pas celui qui jusqu'ici avait cours en ce qui concerne la genèse et la structure de ces phénomènes de pression.

Les variations bariques à courte période (24 h.) intéressent en général toute la troposphère et la stratosphère inférieure. Les changements de pression prennent naissance aux hautes latitudes, au niveau de la tropopause, et se transmettent vers le bas et vers le haut. La diminution particulièrement forte de la variabilité interdiurne de la pression dans la stratosphère fait supposer que les phénomènes siégeant dans les couches au-delà de la surface de 96 mb n'ont que peu d'effet sur les processus bariques de la troposphère. D'autre part les changements de pression des couches les plus basses de la troposphère s'expliquent par les variations se produisant au-dessus d'elles; les phénomènes autonomes des couches basses ont une importance secondaire. Mais on ne peut admettre que de courtes variations de pression „en haut" aient leur origine „en bas", ce qui serait contraire aux résultats ici exposés. L'énergie des phénomènes des hautes couches provient de la circulation méridienne et de la marche annuelle du rayonnement aux hautes latitudes et au pôle.

Werden die täglichen Änderungen des Druckes und der Temperatur verschiedener Höhen (interdiurne Änderung am Boden dp, Änderung der 500 mb-Fläche dH_{500}, der 225 mb-Fläche dH_{225}, der 96 mb-Fläche dH_{96} und die interdiurne Änderung der relativen Topographie der 500 über der 1000 mb-Fläche dh) über einen größeren Zeitraum hinaus nach der Art des Vorzeichens geordnet, dann ergeben sich folgende Gruppen und deren Häufigkeiten (vgl. [8], Seiten 174 u. 175):

Tabelle 1. *Kombinationen der Vorzeichen der Druckänderungen in verschiedenen Höhen und ihre Häufigkeiten*

Gruppe	*signum* der Änderungen der 5 Elemente					Häufigkeit: (in % der möglichen Fälle)
	p	H_{500}	H_{225}	H_{96}	h	
I	=	=	=	=	=	22,2
II	=	=	=	=	∓	11,6
III	∓	=	=	=	=	16,8
IV	=	=	=	∓	=	7,5
V	=	=	=	∓	∓	6,4
VI	∓	=	=	∓	=	8,3
VII	∓	∓	=	=	=	6,7
Rest						20,5

Erläuterungen zur Tabelle 1: p=Druck am Boden, H_{500}, H_{225}, H_{96} = absolute Topographien der 500-, 225-, 96mb-Flächen, h = relative Topographie der 500- über der 1000mb-Fläche. Es bedeutet z. B. bei Gruppe III, daß die Druckänderungen in der Höhe der 500-, der 225- und der 96mb-Fläche das gleiche Vorzeichen haben, der Druck am Boden sich jedoch entgegengesetzt ändert; die relative Topographie h hat jedoch das gleiche Vorzeichen wie der Druck in der Höhe. Diese Gruppe enthält 16,8% aller überhaupt möglichen Fälle. Entsprechendes gilt auch für die anderen Gruppen.

Faßt man diese Gruppen sinngemäß zusammen, so können direkt Schlüsse auf das Verhalten bestimmter Atmosphärenschichten gezogen werden. — In der synoptischen Verteilung der Gruppen ergeben sich charakteristische Abhängigkeiten sowohl von der geographischen Lage wie auch von der Jahreszeit (vgl. [8], Abb. 3—6).

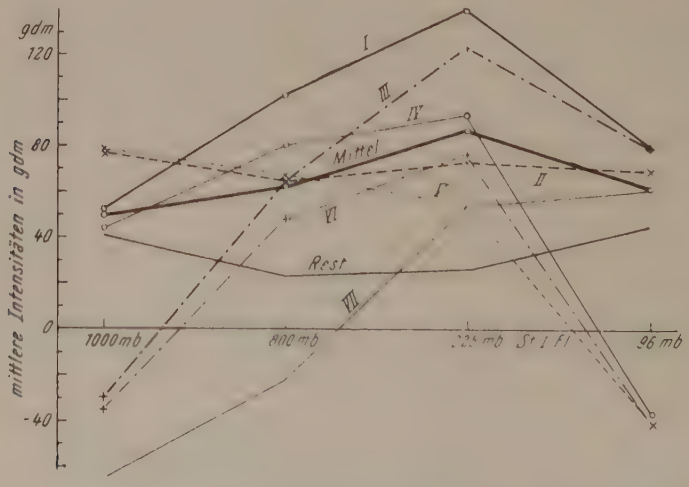


Abb. 1. Der vertikale Aufbau der Gruppen I bis VII und der Restgruppe

Berücksichtigt man neben der Art des Vorzeichens auch die mittleren absoluten Beträge innerhalb der Gruppen, dann bekommt man folgendes Bild von deren vertikalem Aufbau (vgl. Abb. 1).

Durch Einsetzen der absoluten Beträge werden vorgenannte charakteristische Gegensätze in geographischer und jahreszeitlicher Hinsicht in der synoptischen Übersicht der Gruppen noch wesentlich verschärft (vgl. [8], Seite 195ff.).

Diese rein statistische Gegenüberstellung der Druck- und Temperaturvorgänge am Boden, in der Troposphäre und in der Stratosphäre, sowie die geographische Verteilung der interdiurnen *Veränderlichkeit* genannter fünf Elemente (vgl. [7]), gibt einen guten Einblick in das allgemeine atmosphärische Druckgeschehen überhaupt, wie im weiteren näher ausgeführt wird.

I. Die 500mb-Fläche als Abbild der stratosphärischen Vorgänge (Die Zweiteilung der Troposphäre[1])

Die geographische Verteilung der i. V. (interdiurnen Veränderlichkeit) des Druckes am Boden und in der Höhe der 500mb-Fläche ist jener an der Stratosphärengrenze (225mb-Fläche) recht ähnlich ([7], Abb. 4a—c, Seite 416 ff.). Eine ebensolche Ähnlichkeit findet sich auch im Jahresgang ([7], Tab. 3 und 4), wobei noch zu bemerken ist, daß sich diese „mittleren" Werte aus recht verschiedenen Einzelwerten zusammensetzen (vgl. Gruppen I bis VII, Abb. 1). — In hohen Breiten (nördl. 60°) ist die Übereinstimmung oben und unten eine weitaus bessere als in niedrigen Breiten. Die Parallele im Jahrgang zeigt sich darin, daß in der kalten Jahreszeit die Änderung der i. V. des Druckes mit der Höhe eher dem theoretischen Wert ([7], Seite 414) entspricht als in der warmen Jahreszeit ([7], Tab. 5).

Als Gegenstück zu der größenmäßigen Änderung der i. V. des Druckes (Amplitude der Druckwelle) mit der Höhe muß die Vorzeichenänderung (Phasenverschiebung) mit der Höhe gewertet werden. Das Ergebnis dieser Gegenüberstellung ist jedoch einigermaßen erstaunlich, denn nichts wäre eher zu erwarten gewesen, als daß die charakteristische geographische Verteilung des Verhältnisses dH_{225}/dH_{1000} ([7], Abb. 5a) ihre Ursache in der Phasenverschiebung ([8], Abb. 3) der hohen und niedrigen Druckwellen hat. Es wäre anzunehmen, daß bei einer besseren Vorzeichenübereinstimmung eine geringere, dort, wo jene schwach ist, eine stärkere Abschwächung (Kompensation) der Druckschwankungen erfolgt. Dies ist aber keineswegs der Fall, denn in der synoptischen Verteilung der i. V. des Druckes ergibt sich eine ausgesprochene Breitenabhängigkeit, in der Gegenüberstellung nach dem Vorzeichen ein Vorherrschen der Land-Meer-Verteilung, die insbesondere in der unteren Troposphärenhälfte (Fälle sign dp = sign dH_{500}, [8], Abschn. I) alle anderen Einflüsse überdeckt.

[1] Anm.: Wenn hier eine Zweiteilung der Troposphäre vorgenommen wurde, so geschah dies nicht aus theoretischen Erwägungen, sondern ergibt sich mehr oder weniger willkürlich aus der Tatsache, daß die 500mb-Fläche und später die 225mb-Fläche als Standardisobarenflächen in der Meteorologie Eingang fanden. In gemäßigten Breiten fällt die durchschnittliche Höhe der 225mb-Fläche jedoch mit der Obergrenze der Troposphäre zusammen, wodurch sie wesentlich an Bedeutung gewinnt.

Gerade bei dieser qualitativen Gegenüberstellung ergeben sich stärkere Abweichungen im Verhalten der beiden Troposphärenhälften, die sich allein schon im Gesamtmittel recht deutlich ausdrücken (vgl. [8], Häufigkeit der Fälle sign dH_{500} = sign dH_{225} 74%, Häufigkeit der Fälle sign dp = sign dH_{500} 60%). Dies wird noch dadurch besonders unterstrichen, daß die charakteristische synoptische Häufigkeitsverteilung der Fälle sign dp = sign dH_{500} auch dann erhalten bleibt, wenn man sign dp direkt den Druckänderungen an der Stratosphärengrenze (sign dH_{225}) gegenüberstellt. Diese Land-Meer-Verteilung mit besonders guter Übereinstimmung der Vorzeichen der Druckwellen am Boden und in der Höhe über dem Meer und einer geringen über dem Lande ist demnach eine besondere Eigenschaft der untersten Troposphärenschichten. Ein Vorzeichenwechsel in der oberen Troposphäre ist seltener, die Häufigkeitsverteilung unabhängiger von der geographischen Oberflächenbeschaffenheit. Besonders auffällig ist dies am Nordrand des Alpen-Karpaten-Bogens (Häufigkeit der Fälle sign dp = sign dH_{500} 52 bis 56%, der Fälle sign dH_{500} = sign dH_{225} > 80%). Es bleibt demnach die obere (stratosphärische) Druckwelle in ihrer Phase bis tief in die Troposphäre unverändert.

Noch eindrucksvoller erscheinen diese Unterschiede im Verhalten der beiden Troposphärenhälften, wenn die Absolutbeträge mitberücksichtigt werden ([8], Tab. 4). Der Anteil der Fälle sign dH_{500} = sign dH_{225} an der Gesamtsumme der Änderungen von H_{500} und H_{225} erreicht mehr als 90%! Die Anteile der mit dH_{225} gleichgerichteten Bodendruckänderungen dp ([8], Gruppe A_1) betragen nur 59,8%, jene der stratosphärischen Druckänderung, die mit dH_{225} gleichgerichtet ist, hingegen 66% ([8], Gruppe D_1).

Somit kommt man auch auf diesem Wege zu dem Ergebnis, daß die 500 mb-Fläche ein wohl stark abgeschwächtes, aber in der Phase nahezu unverfälschtes Bild der „hohen" Vorgänge wiedergibt, während die täglichen Druckänderungen am Boden häufig als Folge der Überkompensation das umgekehrte Vorzeichen haben, zum anderen Teil aber auch durch „selbständige" Vorgänge wie auch durch die Oberflächenbeschaffenheit der Erde stark beeinflußt sind. Die Unterschiede, die sich durch Breitenabhängigkeit und Jahreszeit ergeben, verlaufen parallel mit der Intensität der i. V. von dH_{225}, und zwar setzen sich starke Druckschwankungen der Höhe relativ leichter durch. Die Kompensation ist daher in hohen Breiten und im Winter verhältnismäßig schwach, in niedrigen Breiten und in der warmen Jahreszeit stark.

II. Die Einwirkungen der Temperaturänderungen auf Kompensation und Vorzeichenänderungen der Druckwellen

Es ist nun die Frage zu erörtern, welches die Ursachen für diese geographisch und jahreszeitlich bedingten Differenzen sind. Zunächst läge die Annahme nahe, daß ein besonders enger Kontakt zu den Temperaturänderungen der unteren Troposphärenschichten besteht. Aus diesem Grunde wurden früher (vgl. [3], [7], [8]) alle Fälle sign $dp \neq$ sign dH als „thermisch, niedrig" bezeichnet und von einem verstärkten

„thermischen" Einfluß über dem Kontinent gegenüber dem Meer gesprochen. Mit ein Grund hierfür war die Tatsache, daß die täglichen Temperaturänderungen in *Bodennähe* mit zunehmender Entfernung vom Meer größer werden, womit sofort die Parallele zur Phasenverschiebung gegeben wäre. — Aus der geographischen Abhängigkeit der i. V. von h (vgl. [7], Abschnitt IV) ist jedoch zu entnehmen, daß dies für die Änderungen der relativen Topographie der 500/1000 mb-Fläche nicht zutrifft, denn abgesehen von kleineren Abweichungen herrscht hier genau wie bei der interdiurnen Druckveränderlichkeit nicht die Land-Meer-Verteilung, sondern der Breiteneinfluß vor.

Auch das Verhältnis dH_{225}/dH_{1000} ([7], Abb. 5a) ist von der Breite abhängig, jedoch entgegengesetzt der i. V. von h (stärkere „Kompensation" im Süden bei gleichzeitig geringerer i. V. von h). Somit kann eine direkte Beziehung dieser beiden Faktoren nicht bestehen, es hätte sonst steigender Intensität der „niedrigen, thermischen" Vorgänge eine stärkere Zunahme des Druckes mit der Höhe und ein häufigerer Vorzeichenwechsel in der Troposphäre entsprechen müssen.

Es bestünde noch die Möglichkeit, daß sich nur das relative Verhältnis der Temperatur- zu den Druckänderungen der Höhe im Süden stärker auswirkt als in hohen Breiten. Daß auch dies nicht der Fall ist, zeigt folgende Zusammenstellung, in der das Verhältnis dH_{225}/dh einerseits für 65° N bzw. 40° N im Winter, andererseits für die gleichen Breiten im Sommer gebildet wurde:

Breite	Winter	Sommer	Jahr
65° N	1,78	1,69	1,67
40° N	1,74	1,78	1,80

Zusammenhänge zwischen der i. V. von h mit dem Kompensationsvermögen der Troposphäre, aber auch mit der Phasenverschiebung des Druckes mit der Höhe fehlen somit; gegenseitige Beziehungen bestehen nicht. Umgekehrt wird aber damit der Kontakt neuerlich unterstrichen, der zwischen der Temperaturveränderlichkeit und den Druckänderungen in der Höhe (dH_{225}) besteht. Dies geht besonders deutlich aus folgendem hervor: etwa 72% der gesamten Temperaturänderungen der unteren Troposphärenhälfte haben das gleiche Vorzeichen mit den Druckänderungen der oberen Troposphäre (dH_{500} und dH_{225}) ([8], Tab. 4, Gruppe E_1), nur etwa 10% das entgegengesetzte (Gruppen II und V, [8], Tab. 3), der Rest fällt auf Gruppe VII und die Restgruppe. Der „absolute" Anteil der dh an der Summe der Temperaturänderungen aller Fälle $\operatorname{sign} dh = \operatorname{sign} dH$ zu jenen der Fälle $\operatorname{sign} dh \neq \operatorname{sign} dH$ verhält sich wie 4 : 1.

Noch bedeutend besser ist die Übereinstimmung in den Vorzeichen von dh und dH_{225} oder aber zwischen den Temperaturänderungen der oberen Troposphäre (dh_1) und der Druckänderung an der Stratosphärengrenze (dH_{225})[1]. Auch dieses Verhältnis ist nicht überall gleich ([8], Tab. 5 und 6). Die beste Vorzeichenübereinstimmung der täglichen Änderungen

[1] Der Korr. Koeff. zwischen Troposphärentemperatur und Druck in 9 km Höhe beträgt nach Dines +0,95, nach Schedler + 0,87 ([5], S. 29).

von h und H liegt in einer Zone, die ungefähr der maximalen i. V. von dH_{225} entspricht ([7], Abb. 4b). Das Maximum erstreckt sich bis an den Nordrand des Alpen-Karpaten-Bogens. In der Tabelle 2 kommen diese Beziehungen klar zum Ausdruck.

Tabelle 2. *Beziehungen der troposphärischen Temperatur- zu den Druckänderungen in der Höhe der Tropopause*

	Gruppe: signum	n in %	dh P	dh I	dH_{225} P	dH_{225} I	über Meer n	über Meer P von dh	über Meer P von dH_{225}	über Land n	über Land P von dh	über Land P von dH_{225}
1.	$dh = dH_{225}$	62,1	78,0	6,3	80,0	11,8	58,0	74,5	75,6	65,0	81,3	82,6
2.	$dh \neq dH_{225}$	18,5	9,4	2,5	14,1	6,5	21,0	10,4	17,7	16,3	7,2	11,8
3.	Restgruppe	19,4	12,6	3,2	5,8	2,6	20,7	15,1	6,6	19,3	11,3	5,6
4.	$dh_1 = dH_{225}$	74,8	84,2		90,6		72,0	79,3	87,0	76,4	87,2	92,4

n = Häufigkeit der Gruppen in % der möglichen Fälle, P = absoluter Anteil an der Gesamtänderung in %, I = mittlere Intensität in gdm.

Anmerkung zu Tabelle 2: Gleiches Vorzeichen haben dh und dH_{225} in den Gruppen I, III, IV, VI und VII (Zeile 1), ungleiches nur in den Gruppen II und V (Zeile 2) (vgl. Einleitung). Die Temperaturänderungen der oberen Troposphäre (dh_1) sind außerdem noch in Gruppe II mit dH_{225} gleichgerichtet (Zeile 4).

Gerade die besonders starken Druckänderungen der Höhe sind mit gleichgerichteten Temperaturänderungen der unteren Troposphäre verbunden (Zeile 1). Hingegen finden sich Druck- und Temperaturänderungen geringer Intensität fast nur in der Restgruppe (Zeile 3). Bemerkenswert erscheint der Unterschied Land—Meer. Über dem Kontinent ist die Übereinstimmung zwischen dh und dH_{225} besonders groß (Zeile 1). Auch dies steht in einem gewissen Widerspruch zu einer Annahme eines stärkeren „thermischen" Einflusses als des „selbständig, niedrigen" über dem Kontinent, denn gerade diese Temperaturänderungen erscheinen viel abhängiger von den „hohen" Druckänderungen als jene über dem Meer.

Die Werte der Zeile 4 in Tab. 2 sind ebenfalls recht aufschlußreich, wenn sie auch gegenüber den schon bekannten Tatsachen nichts wesentlich Neues bringen. Nur 3% (hingegen fallen 12,7% auf die Restgruppe) der gesamten absoluten Temperaturänderungen der oberen Troposphäre kommen auf Tage, an denen die Druckänderungen an der Tropopause den Temperaturänderungen darunter entgegengerichtet sind. Bei drei besonders ausgewählten Punkten (vgl. [8], Seite 187) sind es überhaupt nur 1,5%.

Aus diesem Abschnitt ist also zusammenfassend folgendes zu entnehmen: die Temperaturänderungen der unteren Troposphäre können nicht als Erklärung für die unterschiedliche Kompensation über Land und Meer (Abschwächung der hohen Druckänderung und Phasenverschiebung) gewertet werden. Hingegen besteht ein sehr enger Kontakt der täglichen Temperaturänderungen mit den Druckänderungen der Höhe. Selbst die täglichen Temperaturänderungen der untersten Troposphärenschichten hängen mit den Druckänderungen an der Stratosphärengrenze aufs engste zusammen.

III. Der Einfluß der Luftschichtung (Stabilitätsverhältnisse) auf die Phasenverschiebung des Druckes in der Vertikalen und Reibung

Nach HOINKES [3] erklärt sich der scheinbar verstärkte „thermische" (also „niedrige") Einfluß über dem Festland daraus, daß hier infolge der stabileren Schichtung eine stärkere Kompensation der „hohen" Druckwellen stattfindet. Ein Einfluß der „niedrigen" Vorgänge sei nur von sekundärer Bedeutung (was ja hier noch unterstrichen wird). Die „hohen, stratosphärischen" Druckwellen setzen sich demnach je nach der Schichtung (stabil oder labil) der Luftmassen verschieden stark durch.

Dies würde bedeuten, daß eine Abhängigkeit des Kompensationsvermögens von der Land-Meer-Verteilung besteht, der Anstieg der i. V. des Druckes mit der Höhe über Land rascher vor sich geht als über dem Meer. Dann müßte aber der Aufbau der Gruppen (Abb. 1) über Land und Meer verschieden sein ([8], Abb. 9a), was aber nicht der Fall ist (es zeigt sich sogar ein steilerer Anstieg über Meer bei Gruppe I und III in der oberen Troposphäre).

Noch viel deutlicher müßte sich ein solcher Zusammenhang jedoch im Jahresgang bemerkbar machen. Über dem Festland müßte im Winter bei stabilerer Schichtung das Kompensationsvermögen und damit die direkte Abschwächung der „hohen" Druckwellen stärker, im Sommer bei labilerer Schichtung kleiner als über dem Meer sein. Unter dieser Voraussetzung müßte auch die Häufigkeit des Vorzeichenwechsels bzw. die Kompensation im Winter über dem Kontinent, im Sommer über dem Meer zunehmen. Es ergaben jedoch weder die Häufigkeitsverteilungen der Fälle sign dp = sign dH ([8], Abb. 3) noch das Verhältnis der dH_{225}/dH_{1000} ([7] Abb. 5a) eine Umkehr der Land-Meer-Verteilung vom Winter zum Sommer ([8], Seite 186). Somit kann es sich hier nicht um einen Zusammenhang mit dem vertikalen Temperaturgradienten allein handeln, vielmehr spricht die Beibehaltung der typischen Land-Meer-Verteilung in den verschiedenen Jahreszeiten dafür, daß wir es hier mit einer Erscheinung der Reibung zu tun haben, die sich unabhängig von der Jahreszeit in gleicher Weise auswirkt, was ganz im Sinne SCHERHAGS läge ([5], Seite 30). Die jahreszeitlichen Unterschiede in der Verteilung auf den erwähnten Abbildungen sind dann allein aus der Winddrehung und der Wanderung des Maximums der i. V. vom Winter zum Sommer zu erklären ([7], Seiten 421 ff.).

Damit soll nun nicht jeglicher Zusammenhang des Kompensationsvermögens mit der Schichtung der Atmosphäre geleugnet werden, denn schließlich und endlich kann man das besonders starke Kompensationsvermögen der Stratosphäre nur darauf zurückführen, daß der Temperaturgradient dort fast Null ist, jede durch Druckwellen hervorgerufene Vertikalbewegung daher bedeutend stärkere adiabatische Temperaturänderungen zur Folge hat als in der Troposphäre und diese wirkt dann dem ursprünglichen Vorgang „kompensierend" entgegen. In der Troposphäre gibt jedoch bei weitem der Einfluß der orographischen Gliederung (Reibung) auf die Druckwellen den Ausschlag in der Gruppenverteilung.

IV. Vorzeichenwechsel der Druckänderungen und Kompensation in der Stratosphäre

Auch in der Stratosphäre findet man keinen Zusammenhang zwischen der geographischen Verteilung der Fälle sign dH_{96} = sign dH_{225} ([8], Abb. 5, Gruppe D_1) mit dem Verhältnis dH_{225}/dH_{96} ([7], Abb. 5b). Im Gegenteil, gerade an jener Stelle, an der das Maximum[1] der stratosphärischen Kompensation liegt (Westdeutschland, Frankreich bis an die Alpen), findet sich die beste Vorzeichenübereinstimmung der Druckänderungen in 11 und 16 km Höhe. So kann und darf man auch hier wiederum nicht annehmen, daß die Phasenverschiebung voneinander unabhängiger Druckwellen die Ursache für eine Abschwächung der Druckveränderlichkeit ist.

Nach Scherhag ([5], Seite 90, Abb. 43—45) weist die „normale" stratosphärische Kompensation eine starke Breitenabhängigkeit auf. Sie ist nördlich des Polarkreises (Tromsö) gering, nimmt nach Süden rasch zu und ist in mittleren Breiten (Berlin) besonders gut ausgeprägt. Die scheinbar neuerliche Abnahme der Kompensation in noch niedrigeren Breiten (Athen) wird hingegen damit erklärt, daß die 225mb-Fläche in diesen Breiten um ein Beträchtliches unterhalb der Tropopause liegt, also die Verhältnisse in dieser Höhe nicht mehr das Bild stratosphärischer Vorgänge wiedergeben. — Nun zeigen aber weder das Verhältnis dH_{225}/dH_{96} noch die Fälle sign dH_{225} = sign dH_{96} irgendwelche Merkmale, die auf einen Zusammenhang mit der Tropopausenhöhe schließen lassen. Die Umkehr zu kleineren Werten beginnt bei dem Verhältnis dH_{225}/dH_{96} in 50° N, bei den Fällen sign dH_{225} = sign dH_{96} sogar schon in 55° N. Dies sind Breiten, in denen noch keine Rede davon sein kann, daß die Tropopause erst weit oberhalb der 225mb-Fläche beginnt. Andererseits aber ist aus [7], Abb. 5b zu erkennen, daß Berlin gerade im Gebiet stärkster Abnahme der i. V. des Druckes in der Stratosphäre liegt, Tromsö hingegen eine Zunahme der i. V. des Druckes mit der Höhe aufweist. Um so mehr ist man berechtigt, das geringe Kompensationsvermögen niedriger Breiten auch über Athen als reell hinzustellen. Unter dieser Voraussetzung deckt sich vorliegendes Ergebnis vollständig mit Scherhag.

Auf die Art der Temperaturänderungen in der Stratosphäre läßt sich aus dem Aufbau der Gruppen I bis VII (Abb. 1) schließen. Im Mittel ist eine wirkliche Zunahme der i. V. des Druckes in der Stratosphäre nur bei Gruppe VII feststellbar (gleichgerichtete Temperaturänderungen), bei Gruppe II ist die kompensierende Wirkung fast null. Bei allen übrigen Gruppen fällt die Kurve nach oben hin ab, so daß auf Temperaturänderungen umgekehrten Vorzeichens geschlossen werden muß.

Irgendein Zusammenhang der Abschwächung der Druckwellen mit der Phasenverschiebung besteht auch in der Stratosphäre nicht. Somit

[1] Dieses Maximum fällt ungefähr mit jenem Gebiet zusammen, in dem die obere Stratosphäre in den Jahren 1941—1944 im Winter am wärmsten war ([5], Abb. 15a).

kann auch hier nicht die Rede von voneinander unabhängigen Druckvorgängen in 11 und 16 km Höhe sein.

V. Vorherrschende Druckänderungen und Druckimpulse in Tropopausenhöhe

Es sind nun die Fragen zu erörtern, wie diese mittleren Zustände zu erklären sind, welche Vorgänge als Ursache angenommen werden müssen und wie man sich das tägliche Druckgeschehen der Atmosphäre vorzustellen hat, damit diese empirisch gefundenen Ergebnisse sinnvoll eingeordnet werden können, welche praktische Bedeutung diese Erkenntnisse aber auch für den Meteorologen haben.

Es soll zunächst aufgezeigt werden, wie sich die Atmosphäre verhält je nach der Lage, in welche man sich das „primäre" Druckgeschehen versetzt denkt, und wie sich früher gewonnene Ergebnisse am besten in das so erhaltene Druck- und Temperaturschema einbauen lassen.

Als *Fall 1* wird als „primärer" Vorgang eine „niedrige", thermische Welle angenommen. Aktiv sollen daran nur die untersten Troposphärenschichten beteiligt sein. Dann ergibt sich ein Bild der beginnenden Zirkulation, wie es fast in allen Lehrbüchern beschrieben wird: die Erwärmung der unteren Troposphärenschichten bewirkt eine Ausdehnung der Luftmassen, was einem Ersatz durch Luft geringerer Dichte und größerem Volumen gleichkommt. Fände innerhalb der betrachteten Luftsäule keinerlei Massenaustausch statt, würde dies nur ein Heben der oberen Schichten ohne Änderung des Bodendruckes hervorrufen. Die Druckänderung darüber (passive Zone) müßte bei gleichbleibendem Abstand der Isobarenflächen im Verhältnis der Drucke selbst abnehmen (vgl. [7], Abschnitt II). Gegenüber der Umgebung steigt jedoch der Druck in der freien Atmosphäre (Aufwölben der Druckflächen), das heißt, es wird hier zu einem Ausfließen der Luftmassen kommen. Als weitere Folge wird der Druck am Boden abnehmen und ebenda ein Einfließen von außen beginnen. Das frühere bloße Heben der Druckflächen wird bei Fortdauer der Wärmezufuhr im aktiven Bereich zu einem Aufwärtsströmen, welches adiabatische Temperaturänderungen umgekehrten Vorzeichens im darüberliegenden passiven Bereich hervorruft und kompensierend auf die primär eingeleitete Druckänderung in der Höhe wirkt. Das bedeutet wiederum, daß die ursprüngliche Druck- bzw. Temperaturänderung nach oben abgeschwächt wird.

Da dies ein Vorgang sein soll, der von unten beginnt und sich nach oben zu aufbaut, wird auch das Ausfließen der Luftmassen schon unmittelbar oberhalb der aktiven Zone seinen Ausgang nehmen und auch deshalb mit zunehmender Höhe an Intensität verlieren.

Nun entsprechen gleichen Druckgradienten in geodynamischen Maßeinheiten ausgedrückt gleiche Windgeschwindigkeiten in allen Höhen. Das heißt, der Massenaustausch in tieferen Lagen (bei gleichzeitig größerer Dichte) wird stärker sein als oben und in etwa 5 km Höhe doppelt so rasch vor sich gehen als in der Höhe der 225mb-Fläche. Abgesehen von der größeren Reibung in Bodennähe, die an und für sich stark ..aus-

gleichend" wirkt, ist dies ebenfalls ein Moment, das „lokalisierend" auf eine solche „niedrige" Störung wirkt.

Bei einem derartigen Vorgang müssen sich also die Gegensätze mit der Umgebung nach oben hin rasch ausgleichen. Im gleichen Zeitraum nimmt die Druckänderung in den passiven Schichten mit der Höhe rasch ab. Besonders wichtig erscheint hierbei auch das Vorzeichen der Temperaturänderung, das im passiven Bereich jenem des aktiven entgegengerichtet ist. — Sehen wir uns die Abb. 1 an, so müssen wir feststellen, daß ein Aufbau, wie er diesem Schema entsprechen würde, nur bei der Restgruppe (20,5%) zu finden ist. Deren Werte setzen sich aber aus verschiedensten Fällen und Druckänderungen verschiedenen Vorzeichens zusammen, so daß die Einheitlichkeit nicht gewahrt ist, und sie daher außer Acht gelassen werden können. Bei Gruppen II und V (18%) könnte ein solcher „niedriger" Vorgang *mitbeteiligt* sein, bei allen anderen Gruppen (61,5%) nimmt jedoch die i. V. des Druckes mit der Höhe rasch zu, die Temperaturänderungen sind in der oberen Troposphäre von gleich großer Intensität und gleichgerichtet jenen der unteren Troposphäre. Sie können daher durch einen Vorgang, wie ihn *Fall 1* darstellt, nicht verursacht worden sein.

Nach dem eben Gesagten können die „thermisch niedrigen" Vorgänge nur dann das troposphärische und stratosphärische Geschehen beeinflussen, wenn ein sofortiger Ausgleich der Druckdifferenzen in der Höhe unmöglich ist, das heißt dieser Prozeß in gleicher Weise auf große Flächen wirkt. Dies ist bei der verschiedenartigen Erwärmung von Land und Meer im Laufe der Jahreszeiten oder in verschiedenen Breiten der Fall. Das sind aber sehr langsam verlaufende Prozesse, die in gemäßigten Breiten von den starken täglichen Änderungen fast vollständig überdeckt werden.

Setzt man statt einer „thermischen" Änderung eine Massenänderung in den untersten Schichten (Konvergenz, Divergenz) als primär voraus, so kommt man zu ganz ähnlichen Überlegungen. Der Unterschied liegt vor allem darin, daß die Bodendruckänderung ihr Vorzeichen nicht ändert, wenn der Prozeß im vollen Gange ist. Hingegen bleibt in der „passiven" Zone alles wie bei Fall 1. Nach oben zu nehmen die Druckänderungen rasch ab, die Temperaturänderung hat das entgegengesetzte Vorzeichen der Druckänderung.

Nun nehmen wir — *Fall 2* — als „primär" eine „hohe" Druckwelle an. Es soll hier gleich von einer Druckwelle und nicht etwa von Temperaturänderungen gesprochen werden, da es, wie im folgenden noch gezeigt wird, mehr als unwahrscheinlich ist, die Druckänderungen in Tropopausenhöhe in ihrer Gesamtheit „thermisch" zu betrachten. Eine Druckwelle wird also in diesem Falle als Massenzuwachs oder -verlust zu werten sein.

Die Reaktion der Atmosphäre auf eine solche Druckwelle ist folgende: Einem Massenzustrom in der Horizontalen (Konvergenz) folgt eine vertikale Divergenz (Absinken nach unten, Aufwärtsbewegung oberhalb, vgl. Abb. 2a). Die *Troposphäre* wird zusammengedrückt und wird darauf mit adiabatischer Erwärmung reagieren. Solange die Kompression ohne

Vertikalbewegung stattfindet, bleibt diese adiabatische Temperaturänderung in mäßigen Grenzen.—Es entspricht ja auch einem Massenzuwachs von etwa 10 mb in der Höhe der Tropopause eben dort nur eine Druckänderung von 2,9 mb, in der Höhe der 500 mb-Fläche eine solche von 5,6mb, während sich der volle Massenzuwachs theoretisch nur in der Bodendruckänderung auswirkt (vgl. [7], Seite 414).—Anders wird es jedoch, wenn das Luftpolster nachgibt (beginnende Gegenströmung in den unteren Schichten) und die eingeleitete Vertikalbewegung sich allmählich in einen regelrechten Kreislauf der Luftmassen wandelt. Die dann hervorgerufene Temperaturänderung gleichen Vorzeichens mit der Druckänderung wird entsprechend der Schichtung die ursprüngliche Druckänderung stärker oder schwächer kompensieren. Die Abschwächung wird um so intensiver sein, je tiefer sich die Vertikalbewegung durchsetzt.

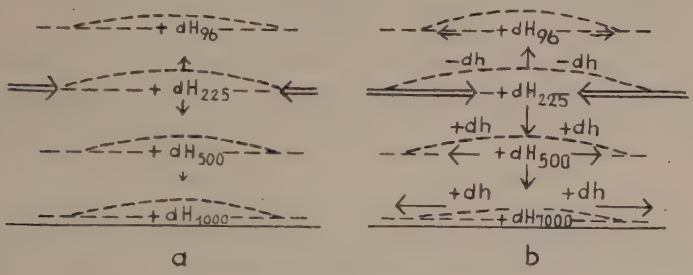


Abb. 2. Zirkulationsskizze eines „hohen" Vorganges

In der *Stratosphäre* spielen sich die umgekehrten Vorgänge ab. Die vertikale Divergenz bewirkt ein Aufsteigen der Luftmassen, sobald die Ausgleichsströmung in der Höhe beginnt. Die Vorgänge ähneln jenen der früher besprochenen „niedrigen" Druckwellen (Fall 1), nur muß entsprechend dem geringen Temperaturgradienten die adiabatische Temperaturänderung und die damit verbundene Kompensation viel heftiger vor sich gehen, als in der Troposphäre. Die Abnahme der i. V. des Druckes nach oben erfolgt daher in der Stratosphäre viel rascher als in der Troposphäre. — Das gleiche nur mit umgekehrten Vorzeichen spielt sich bei einem Massenverlust (Soog) in der Höhe ab.

Im *Fall 2* bekommt man ein Bild der Druck- und Temperaturänderungen verschiedener Höhen (Abb. 2b), wie es den meisten Gruppen der Abb. 1 entspricht, vor allem aber der häufigsten, der Gruppe I. Es lassen sich aber auch alle Temperaturänderungen so erklären, wie dies in Abschnitt 2 (vgl. Tab. 1) geschehen.

Im *Fall 3* denken wir uns als „primär" eine Temperaturänderung der ganzen Troposphäre, ein Vorgang der weder als „niedrig" noch als „hoch" im bisherigen Sinne bezeichnet werden kann. Der Unterschied zu Fall 1 besteht vor allem darin, daß der Prozeß größere Ausmaße annimmt und die früheren Ausgleichsvorgänge jetzt in die Stratosphäre verlegt werden müssen, daher viel rascher und intensiver vor sich gehen.

Die Druckänderungen sind entsprechend größer und nehmen bis zur Höhe der 225mb-Fläche zu. Der Druck am Boden ändert sich vorerst wenig, nimmt aber nach Einsetzen der Ausgleichsvorgänge in der Stratosphäre das entgegengesetzte Vorzeichen der Druckänderung der freien Atmosphäre an. Es würde dies einem Vorgang entsprechen, der in den Gruppen III und VI seinen Ausdruck findet, der im weiteren Verlauf bei Einsetzen der Gesamtzirkulation jedoch eine Form annimmt, wie sie im Fall 2 beschrieben wurde.

Man sieht also, daß selbständige „niedrige" Vorgänge, die schon in der oberen Troposphäre ihren Ausgleich finden, selten sind und nur kurze Lebensdauer haben können, troposphärische Vorgänge, wenn sie auch die gesamte Höhe erfassen, allein nicht ausreichen, einen Aufbau der Gruppen zu erklären, wie ihn Abb. 1 demonstriert, aber wohl als Einleitungsvorgang „hoher" Druckänderungen eine Rolle spielen dürften. Man kommt daher hier auf anderem Wege wieder zu dem gleichen Resultat wie im zweiten Teil dieser Untersuchungsreihe ([*8*], Abschnitt II 4) bei Besprechung der Häufigkeitsverteilung, der absoluten Anteile und Intensitäten der einzelnen Gruppen, nämlich dazu, daß gerade die „hohen" Vorgänge in gemäßigten und hohen Breiten die „primären" sind und somit für das ganze atmosphärische Druckgeschehen größte Bedeutung haben.

Obwohl hier von ganz anderen Voraussetzungen ausgegangen wird, und die Überlegungen gänzlich unabhängig durchgeführt wurden, kommen wir zu einer ungewollten Bestätigung der Annahme einer Faustschen *Null*schicht [*12*]; denn unser Fall 2 (Abb. 2) besagt ja nichts anderes, als daß in der Höhe der 225mb-Fläche der bedeutendste horizontale Massenaustausch (Windmaximum) erfolgt, die sich daraus ergebenden Vertikalbewegungen unterhalb und oberhalb ihr Maximum erreichen und entgegengesetztes Vorzeichen haben.

VI. Druckänderungen in der Höhe der Tropopause von nicht thermisch-advektiver sondern dynamischer Natur

Wollte man die mittlere interdiurne Druckänderung (stark ausgezogene Linie in Abb. 1) von etwa 85 gdm in der Höhe der 225mb-Fläche damit erklären, daß die gesamte Luftmasse oberhalb durch eine solche anderer Temperatur (anderer Dichte) ersetzt wird, so müßte man interdiurne Temperaturänderungen von nicht weniger als 13° C annehmen und sogar solche von 22,5° C, wenn nur die Schicht von der 225mb- zur 96mb-Fläche davon erfaßt würde. Um die 140 gdm (dies entspricht einer Bodendruckänderung von 17,5 mb) bei Gruppe I thermisch zu erklären, benötigte man Temperaturänderungen von 21,3° C (bzw. 37° C). — Die Tageserwärmung der freien Atmosphäre beträgt demgegenüber nur 0,5° C. — Dies käme einer advektiven Verschiebung des Grundzustandes in der Stratosphäre von nicht weniger als 45° Breite pro Tag gleich.

Diese wenigen Zahlen besagen schon, wie unmöglich eine thermische Erklärung dieser gewaltigen Druckänderungen der Höhe ist. Besonders

kraß sind die Verhältnisse bei den Gruppen IV—VII, wo sich tatsächlich die täglichen Änderungen auf die untere Stratosphäre beschränken, interdiurnen Druckänderungen von 50 bis 90 gdm in der Höhe der 225mb-Fläche entgegengesetzte von etwa 40 gdm in der Höhe der 96mb-Fläche entsprechen (vgl. [8], Tab. 3a). Die Temperaturänderungen müßten hier so stark sein, daß sie die Druckschwankungen der Höhe vollständig kompensieren und noch eine fast doppelt so starke umgekehrten Vorzeichens in der Höhe der Tropopause hervorrufen. Dabei muß immer wieder bedacht werden, daß es sich bei den Isobarenflächen nicht um starre Körper handelt, sondern die Druckimpulse im Verhältnis der Drucke selbst weitergegeben werden und Zeit genug haben sich bis zum Boden durchzusetzen. Dementsprechend wären bei letzteren Gruppen Temperaturänderungen von einem zum anderen Tag von nicht weniger als 32° C notwendig.

Somit ist die Erklärung der starken Druckänderungen als Folge eines Austausches verschieden temperierter Luftmassen in der Stratosphäre als unmöglich zu betrachten. Der starke Abfall der Kurven in der Stratosphäre (Abb. 1) spricht überhaupt dagegen, daß die Schichten oberhalb noch eine wesentliche, wenn nicht allein ausgleichende Rolle spielen.

Andererseits spricht der ganze Aufbau der Gruppen, aber auch andere Merkmale (Jahresgang der i. V., geographische Verteilung der Häufigkeiten usw., vgl. entsprechende Abschnitte in [7] und [8]) dafür, daß sich in gemäßigten Breiten die stärksten Druckänderungen an der Stratosphärengrenze abspielen. — Die obere Troposphäre wirkt auf diese nach Abschnitt 1 nur abschwächend, nicht aber phasenändernd. Die bedeutend stärkeren Druckvorgänge an der Stratosphärengrenze durch Prozesse der untersten Schichten zu erklären, erscheint nach Abschnitt 5 (Fall 1) unmöglich. Kurz, man ist gezwungen, eine „dynamische" Erklärung zu suchen[1]. Es muß sich in den erwähnten Höhen um „Saug- und Stau"-Vorgänge handeln, die sich im wesentlichen auf nur wenige Kilometer Höhe erstrecken. Sie müssen die Möglichkeit haben, eine gewisse Zeit lang zu wirken, ohne hierbei sofortige Druckausgleiche hervorzurufen. Dies bedeutet, daß den damit verbundenen Vertikalbewegungen ein bestimmter Widerstand entgegengesetzt wird (vgl. folgenden Abschnitt), der dem eingeleiteten Vorgang weit mehr Zeit zum Entwickeln und Auflösen gibt, als es einem idealen Gase entspricht oder nach der statischen Grundgleichung zu erwarten wäre.

In diesem Sinne sind auch die Arbeiten von Thomas [9] zu verstehen. Die Druckänderungen in der Höhe sind nicht einfach durch advektive Temperaturänderungen der Stratosphäre zu erklären. Die Differenz des Gewichtes verschieden temperierter Luftmassen reicht nicht aus, die am Boden gemessene Druckänderung hervorzurufen. Es ist wohl möglich, daß der erste Anstoß in einem advektiven Austausch zu suchen ist, die Druckänderung in ihrem vollen Werte aber erst durch „dynamische" Wirkungen, bei denen die Vertikalbewegung die wesentlichste Rolle spielt,

[1] Es erinnert dies an die „Dynamozyklogenese" Raethjens [4].

hervorgerufen wird. Auch diese Erwägungen sind eine Bestätigung der Annahme des Abschnittes 5.

Nicht unerwähnt soll hier auch eine Arbeit F. Defants [1] bleiben, die die winterlichen Kaltluftausbrüche aus der Polarkalotte und das Abschneiden der Kaltluftzungen durch einen warmen Hochdruckvorstoß aus dem Süden behandelt. Gerade hier könnte man erwarten, daß die „niedrigen" Vorgänge (Ausbruch schwerer Kaltluft) die größte Bedeutung haben. Doch zeigt sich gerade im Gegenteil, daß die Temperaturänderungen von einem Kaltluftausbruch zum anderen in Tropopausenhöhe ein Mehrfaches jener am Boden betragen, während dieses Maximum der Veränderlichkeit selbst in Polnähe alle Schichten bis in die Stratosphäre hinein erfaßt. Es sind dies Vorgänge von einer Intensität, wie sie niemals durch „thermisch niedrige" sondern bestenfalls durch dynamische Prozesse der Höhe erklärt werden können.

VII. Vertikalbewegungen in der freien Atmosphäre

In vorangegangenen Abschnitten wurde immer wieder auf die Bedeutung verwiesen, die die Vertikalbewegung im atmosphärischen Druckgeschehen hat. Wieweit ihr eine solche aber auch als Bewegungsgröße zukommt, selbst wenn sie noch so gering ist, soll im folgenden kurz in Erinnerung gerufen werden. (Vgl. auch [2], Folge 6, 503.)

Bei früher erwähnten Druckprozessen, bei denen die adiabatischen Temperaturänderungen durch Vertikalbewegungen erklärt werden, handelt es sich meist um Gebiete, die Tausende von Kilometern Durchmesser haben. Nicht selten sind es Räume von der Ausdehnung ganz Europas, die von gleichgerichteten Druckänderungen betroffen werden. Demgegenüber sind die 15 km Höhe, die in der Vertikalen in den Prozeß mit einbezogen sind, verschwindend klein.

Wir denken uns also eine Zylinderscheibe von viel größerem Radius als Höhe und fragen, wie sich die vertikale zu der horizontalen Windgeschwindigkeit verhalten muß, wenn bei verschiedenen Höhen (Schichtendicken) durch die Deckfläche — die Scheibe denke man sich am Boden aufliegend — der gleiche Luftmassentransport wie durch die Mantelfläche stattfinden soll. Dies wäre ja die Voraussetzung dafür, daß keine Druckdifferenzen innerhalb des Zylinders und im Vergleich zum Außenraum auftreten. Von der Reibung soll hier einmal ganz abgesehen werden.

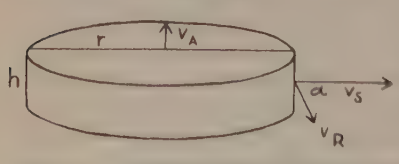


Abb. 3. Luftmassentransport durch einen bestimmten Querschnitt

Der Luftmassentransport durch einen bestimmten Querschnitt ist proportional diesem Querschnitt selbst, der Geschwindigkeit v und der Dichte ϱ. Es muß also (Abb. 3):

$$r^2\pi\, v_A\, \varrho_A = 2\,r\pi\, h\, v_s\, \varrho_m \quad \text{oder} \quad v_s = \frac{r}{2h} \cdot \frac{\varrho_A}{\varrho_m} \cdot v_A \quad \text{sein, wenn } \varrho_A$$

die Dichte an der Luft der Zylinderoberfläche, ϱ_m die mittlere Dichte in

der Mantelfläche, v_A die Vertikal-, v_s die Horizontalgeschwindigkeit radial nach außen bedeuten.

In der Tabelle 3 ist der Faktor $f = \frac{r}{2h} \frac{\varrho_A}{\varrho_m}$ für verschiedene Höhen und Radien angegeben:

Tabelle 3. *Der Faktor f der Beziehung* $v_S = f \cdot v_A$

h in km / r in km	1	3	5	7	10	15	20
2000	960	278	154	95	56	23	10
1500	720	208	115	71	42	17	7
1000	480	138	77	48	28	11	5
500	240	69	38	24	14	6	2,5
100	48	14	8	5	3	1	0,5
50	24	7	4	2,4	1,4	0,6	0,2
25	12	3,5	2	1,2	0,7	0,3	0,1

Es ist somit bei geringfügigen Vertikalbewegungen ein radialer Austausch nötig mit Geschwindigkeiten, die ein Vielfaches der Vertikalbewegung betragen. Hier handelt es sich jedoch erst um die radiale Komponente, eine Strömungsrichtung, die infolge der ablenkenden Kräfte nie eingehalten wird. Um die Geschwindigkeit des wahren Windes v_R zu bekommen, muß diese Zahl noch durch den cos α dividiert werden, wenn der Winkel α die Abweichung des wahren Windes von der Richtung von v_S bedeutet (Abb. 3).

Als Beispiel denken wir uns zunächst eine Aufwärtsbewegung v_A von 1 m/sec in 10 km Höhe über einem geschlossenen Gebiet von 1500 km Radius. Die Abweichung vom geostrophischen Wind betrage 10°, $\alpha = 80°$ (für die freie Atmosphäre erfahrungsgemäß ein viel zu starker Ablenkungswinkel). Nach Tabelle 3 ist dann $v_S = 42$ m/sec, $v_R = 247$ m/sec. Für $v_A = 1$ cm/sec wird bei einer Höhe h der Scheibe von 1 km, sonst aber gleichen Bedingungen wie oben, $v_S = 7{,}2$ m/sec und $v_R = 42$ m/sec. Einem $v_A = 1$ mm/sec, $h = 1$ km, $r = 2000$ km, $\alpha = 85°$ entspricht noch immer ein $v_S = 0{,}96$ m/sec und $v_R = 11$ m/sec. Diese v_R wären zusätzliche Geschwindigkeiten zu den allgemeinen Strömungen und müßten sich über die ganze Mantelfläche des betroffenen Gebietes auswirken.

Welche Folgerungen sind daraus zu ziehen? Es gibt Steig- und Fallgebiete des Luftdruckes, die Gebiete von mehreren tausend Kilometern erfassen. Diese Druckänderungen durch bloße Temperatureffekte der unteren Troposphärenschichten erklären zu wollen, scheint nach vorgehenden Überlegungen unmöglich. Jede Massenänderung in der Höhe löst aber notwendigerweise Vertikalbewegungen aus, die wiederum Ausgleichsströmungen darunter verlangen, wobei es zu Geschwindigkeiten kommen müßte, wie sie in der Natur in derartig großen Bereichen nicht vorkommen, sondern sich in dieser Größenordnung höchstens auf engsten Raum beschränken (z. B.: Jet-stream, Wirbelstürme, Gewitter, usw.). Man ist daher zur Annahme gezwungen, daß diese „hohen" Massen-

änderungen und ebenso die Vertikalbewegungen vom Luftpolster darunter aufgefangen werden. Je tiefer sich die Vertikalbewegungen jedoch durchzusetzen vermögen, um so größer muß dieser Widerstand der Atmosphäre sein (kleinere Mantelfläche der Zylinderscheibe, wozu noch die Bodenreibung kommt). — Das bedeutet aber nichts anderes, als daß Voraussetzungen, wonach in der freien Atmosphäre keine stärkeren Druck- und Dichtesprünge innerhalb des Zylinders und gegenüber der Umgebung auftreten sollen, nicht erfüllt sein können.

Durch diese Überlegungen wird noch mehr betont, welch hohe Bedeutung jeder auch noch so geringen Vertikalbewegung im allgemeinen Druckgeschehen zukommen muß, sofern sie sich über eine genügend große Fläche erstreckt, und wie wichtig es wäre, gerade diese zu messen, da sie ja einen der wichtigsten Faktoren bei den atmosphärischen Prozessen darstellt.

VIII. Der Aufbau der täglichen Druckänderungsgebilde

Fassen wir die Ergebnisse der Abschnitte 1 bis 7 zusammen und übertragen wir sie auf die atmosphärischen Druck- bzw. Druckänderungsgebilde, denn durch diese allein werden die täglichen Druck- und Temperaturänderungen ausschlaggebend beeinflußt, während der Wechsel der Jahreszeiten in gemäßigten Breiten nur von untergeordneter Bedeutung bleibt, so können wir uns folgendes Bild machen:

Das gesamte atmosphärische Druckgeschehen der gemäßigten Breiten spielt sich in den unteren 15 bis 20 km ab. Als „primär" (im wahrsten Sinne des Wortes) sind dynamische Vorgänge in Tropopausenhöhe von nur wenigen Kilometern Schichtdicke aufzufassen. Sowohl die Druckänderungen am Boden wie auch jene der Stratosphäre stehen dazu im engsten Kontakt und sind zu ihrem bedeutendsten Anteil aus diesen zu erklären. Die troposphärischen und stratosphärischen Temperaturänderungen sind ebenso zum Hauptteil in diesen dynamischen Druckänderungen begründet. Die Abschwächung der „hohen" Druckschwankungen in der Troposphäre ist weitgehendst unabhängig von den selbständigen „thermischen" Vorgängen der bodennahen Schichten und zeigt eine ausgesprochene Breitenabhängigkeit. Letztere, nämlich die „niedrigen" Vorgänge, spielen im gesamten Druckgeschehen der gemäßigten und hohen Breiten eine untergeordnete Rolle und wirken im gleichen Sinne wie die Reibung abbauend und Energie aufzehrend.

Dieses System wird noch durch folgende Faktoren begünstigt: Der besondere Widerstand, den die Atmosphäre den Vertikalbewegungen entgegensetzt (vgl. Abschnitt 7), verhindert einen raschen vertikalen Ausgleich, die Änderungen der Höhe übertragen sich nur verhältnismäßig langsam. Ein rascher horizontaler Ausgleich ist schon deshalb unmöglich, weil sich infolge der geringen Reibung jede Strömung der Höhe sofort senkrecht zum Gradienten stellt (geostrophischer Wind).

Die starke Reibung in Bodennähe, aber auch alle orographischen Hindernisse (hierfür soll später speziell ein Beispiel an den Alpen gegeben

werden) begünstigen dagegen den Ausgleich in den unteren Schichten, ebenso aber auch die vertikale Durchmischung[1].

Man kommt so zu Vorstellungen über den Aufbau und die Struktur der Druckgebilde, wie sie zum ersten Male in den „zusammengesetzten Depressionen" Fickers ihren Ausdruck fanden und später in speziellen Fällen schon mehrmals angedeutet wurden. Hier wird gezeigt, daß es ganz und gar nicht Einzelfälle sind, bei denen stratosphärische Vorgänge wesentlich beteiligt sind, sondern eine Allgemeinerscheinung, wobei die Hauptdruckänderungen und damit auch tatsächlich die „primären" Vorgänge in der Höhe zu suchen sind, während eben „selbständige" niedrige Vorgänge nur von „sekundärer" Bedeutung sind. Den „hohen" Vorgängen kommt dabei eine bildende und erhaltende, den Vorgängen der untersten Schichten eine eher ausgleichende und abbauende Wirkung zu.

Die Beharrungstendenz dieser Gebilde — die Lebensdauer beträgt oft viele Tage — besagt, daß wir es mit einem gewissen Gleichgewichtszustand zu tun haben, und daß die ausgleichenden Kräfte der untersten Schichten meist nur ein geringes Übergewicht über die aufbauenden der Höhe aufweisen.

IX. Zur Frage der Energiequellen der Druckänderungen an der Stratosphärengrenze

Es ist nun noch die Frage zu beantworten, woher die Druckimpulse der Höhe in gemäßigten Breiten ihre Energie nehmen. Es muß ja angenommen werden, daß die Energiequellen dort zu suchen sind, wo die Druckänderungen ihr Maximum haben und von wo aus sie sich weiter übertragen. Bei der Beantwortung dieser Frage kommt uns die Parallele zwischen hohen und niedrigen Breiten und dem Jahresgang in der interdiurnen Veränderlichkeit unserer Elemente zu Hilfe.

Die Druckveränderlichkeit hat innerhalb der Troposphäre ein Maximum in etwa 60° Breite (nach Hoinkes gilt dies ebenfalls für die Gebiete außerhalb Europas), in der Stratosphäre nimmt sie noch weiter nach Norden zu ([7], Abb. 4 usw.). In niedrigen Breiten ist die i. V. des Druckes und der Temperatur besonders gering. Die Abnahme nach Süden geht in der oberen Troposphäre jedoch viel langsamer vor sich als in den bodennahen Schichten.

Ganz ähnliche Verhältnisse finden sich im Jahresgang. Die Amplitude der Jahreswelle der i. V. der Elemente ([7], Abb. 3 und Tab. 3 und 4) ist in höheren Breiten wesentlich stärker als in niedrigen. Ihr Maximum hat die i. V. im Winter, ihr Minimum in der warmen Jahreszeit, die Amplitude ist in der oberen Troposphäre größer als in den untersten Schichten.

Die einzelnen Gruppen zeigen sowohl in ihrer Häufigkeit wie auch im Verhältnis zueinander ein mehr oder weniger ausgeprägtes, vom Mittel abweichendes Verhalten der niedrigen Breiten. Die Gegensätze innerhalb

[1] Entsprechend die auflösende Wirkung bei den Druckgebilden über dem Kontinent, hingegen die Beharrungstendenz über dem Meer (Hoinkes).

der Gruppen sind bei viel geringerer Intensität der Einzelelemente weitgehend ausgeglichen, daher scheint in niedrigen Breiten der zufälligen Verteilung ein größerer Platz eingeräumt. — Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse in der warmen Jahreszeit in hohen Breiten.

Aus dieser Art wie sich Elemente und Gruppen und deren tägliche Änderungen in verschiedener geographischer Lage und Jahreszeit verhalten, gewinnt man folgenden Eindruck: In *hohen Breiten* setzen sich Druckänderungen an der Stratosphärengrenze nach unten besser durch (geringere Kompensation, vgl. [7], Abb. 5a); es besteht trotz besonders enger Beziehung zwischen Temperaturänderungen und Druckänderungen ein starker Zusammenhang der Vorgänge in Bodennähe mit jenen der Höhe. Die gesamte Atmosphäre reagiert heftig und in gleicher Art auf Impulse der Höhe.

Je weiter man nach Süden kommt, desto unabhängiger erscheinen die Vorgänge am Boden von den Druckänderungen der Höhe, wobei erstere jedoch auch eine immer unbedeutendere Rolle zu spielen scheinen. Die täglichen Änderungen der unteren Troposphäre, ebenso die jahreszeitlich bedingten Schwankungen sind gering. Es beruhigt sich also auch die Troposphäre mehr und mehr, obwohl in der Höhe beachtliche Druckschwankungen zu verzeichnen sind, die sich aber nach untenhin nicht mehr durchzusetzen vermögen.

So wie sich das mittlere Bild von nördlicher zu südlicher gelegenen Punkten ändert, so unterscheiden sich besonders in hohen Breiten auch die kältere von der wärmeren Jahreszeit. Die Troposphäre beruhigt sich vom Winter zum Sommer, die Druckvorgänge der unteren Schichten werden unabhängiger von den Vorgängen in der Höhe, sie verlieren aber auch immer mehr an Bedeutung im allgemeinen Druckgeschehen. Schließlich gleichen sich im Sommer nicht nur die Höhen der Isobarenflächen an die der niedrigen Breiten an (daher besonders geringe Druckunterschiede zwischen Nord und Süd), sondern es ähneln sich die allgemeinen Zustände (Veränderlichkeit, Kompensationsvermögen usw.) im Norden und Süden immer mehr.

Wenn also diese starke Parallele zwischen Jahresgang und Breiteneffekt besteht, so liegt die Vermutung nahe, daß die Ursache für diese Beruhigung der Atmosphäre einerseits in niedrigen Breiten, andererseits weiter nördlich in der vom Winter zum Sommer verstärkten Einstrahlung und Erwärmung liegt, daß also Jahresgang und Breiteneffekt eine Funktion der Wärmezufuhr sind. — Es ist nur die Frage, wie diese in das eigenartige Zusammenspiel zwischen Troposphäre und Stratosphäre in den gemäßigten und hohen Breiten eingreift.

Die Neigung der Druckflächen, die ebenfalls bestimmte Parallelen mit den Druckänderungen aufweist, kann allein nicht als Ursache für die genannten jahreszeitlichen und breitenverschiedenen Effekte gewertet werden, wohl aber für Intensität und Lage des Jetstreams. Trotzdem wird diese als mitbestimmender Faktor zu betrachten sein.

Ganz bedeutende Änderungen erfährt jedoch als Folge der differenten Einstrahlung die Meridionalzirkulation und der Grundzustand. — Nach

einer grob-schematischen Vorstellung erfolgt in der mittleren Meridionalzirkulation ein Aufsteigen der Luftmassen in den Tropen, in der Höhe (Stratosphäre) ein Transport zu den Polen — neben Absinkbewegungen in der wolkenarmen Subtropenzone — und in Bodennähe der Transport von Luftmassen vom Pol zum Äquator. Der Energiestrom (und der damit verbundene Massentransport) entgegen der Erdschwere in niedrigen Breiten ist als Folge der stärkeren Einstrahlung und Erwärmung der unteren Troposphäre zu betrachten. Da dieser Energiestrom im Laufe des Jahres niemals abbricht, muß er seine Fortsetzung in der Höhe von niedrigen zu hohen Breiten finden. Der Ersatz wird unten wieder herangebracht.

Diese schematische Durchschnittszirkulation erfährt im Laufe des Jahres jedoch ganz beträchtliche Änderungen. Im *Winter* sind die Gegensätze Äquator-Pol am größten (Abb. 4 oben). Die Einstrahlung in Äquatornähe ist gegenüber dem Mittelzustand wenig verändert, ebenso die Stratosphärengrenze. Ihr stärkster Abfall ist südlich 30° N, darunter liegt das zonale Windmaximum (Jet-stream) der oberen Troposphäre. In Polnähe sind jedoch die Abweichungen vom Mittel ganz bedeutend. Die Tropopause hat hier ihre tiefste Lage (etwa 7 km), sofern hier überhaupt von einer solchen Grenzschicht im Winter gesprochen werden kann. Die Isobarenflächen liegen ebenfalls bedeutend niedriger als über dem Äquator. Dadurch ergibt sich ein starkes Druckgefälle in der freien Atmosphäre von Süd nach Nord, somit auch ein Maximum der Allgemeinzirkulation.

Im *Sommer* (Abb. 4 unten) hat sich das Bild gänzlich geändert. Die Isobarenflächen hoher Breiten liegen fast gleich hoch wie im Süden, die stärkste Neigung der Tropopause befindet sich etwa 30° nördlicher, mit ihr auch der Jet-stream der an Intensität stark eingebüßt hat. Was die Strahlung anbelangt, so ergibt sich in hohen Breiten jedoch eine Umkehr des Vorzeichens (siehe kleine Pfeile in Abb. 4) und somit auch ihrer unmittelbaren Auswirkung auf die Bewegungsgröße. In Äquatornähe ergeben sich diesbezüglich nur unwesentliche Änderungen.

Mit der Sonne wandert somit auch die Zone stärkster Erwärmung und mit ihr das Gebiet größten Auftriebes innerhalb der Troposphäre in höhere Breiten. Andererseits aber ist im Sommer die Einstrahlung auch in Polnähe derart kräftig, daß hier ein Absinken des Luftmassenüberschusses (der Zustrom von niedrigen zu hohen Breiten muß ja erhalten bleiben) in der warmen Jahreszeit weitgehend behindert wird. Ein Zurückfließen der Luftmassen zu niedrigen Breiten kann also weder in der Höhe noch am Boden stattfinden, wie dies ja auch aus der Druckverteilung klar hervorgeht (vgl. SCHERHAG [5] und [7], Abb. 7), da ja keine Umkehr des Druckgefälles eintritt und selbst während der wärmsten Zeit der tiefere Druck in der freien Atmosphäre über dem Pol liegt. Vielmehr muß es zu einem Stau der Luftmassen in Troposphäre und Stratosphäre kommen. Dieser Stau macht sich im Mittel der ganzen Nordhalbkugel schon in der Höhe der 700 mb-Fläche bemerkbar, wo trotz einer leichten Druckabnahme am Boden bereits ein stärkeres Heben der

Druckflächen stattfindet (vgl. [*10*], Seite 554, Abb. 5 und 6 bzw. Mittelkarten Scherhags [*5*]).

Diesem Überschuß an Luftmasse hält die troposphärische Aufwärtsbewegung das Gleichgewicht. Dies besagt aber nichts anderes, als daß innerhalb der Troposphäre Dichtesprünge auftreten, die logarithmische Druckabnahme in solchen Fällen mehr oder weniger starke Ausbuchtun-

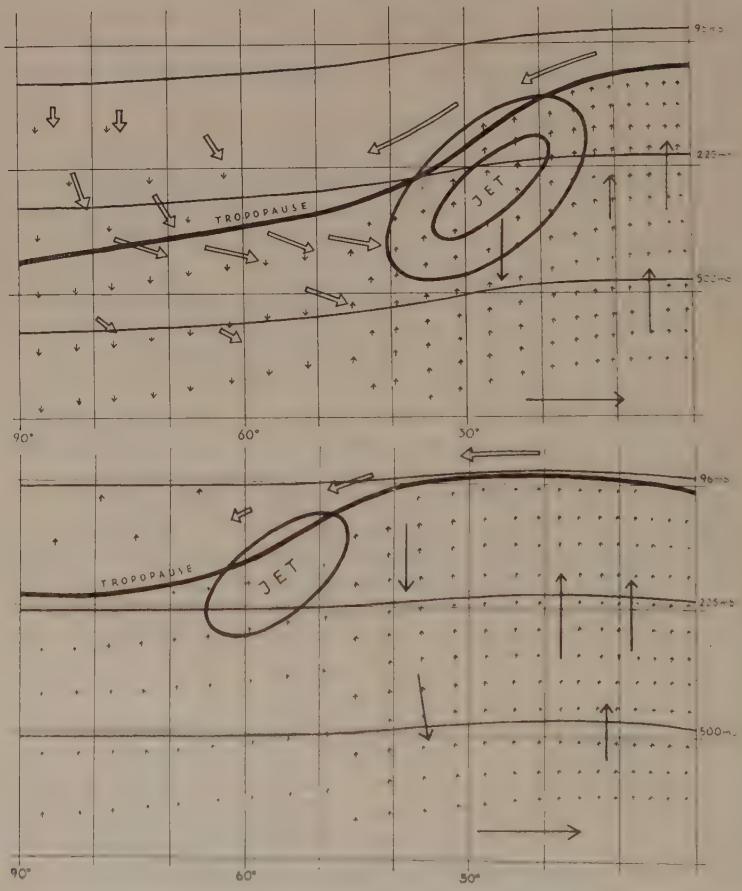


Abb. 4. Zirkulationsschema im Meridianschnitt im Winter (oben) und im Sommer (unten)

gen hat und daß uns die hydrostatische Grundgleichung allein nicht ausreichende Auskunft über die wahren Massenverhältnisse der Höhe gibt. Ähnliches dürfte auch im Falle Jet-stream gelten, wo durch Aufwärtsbewegungen die Änderungen im Druckfeld der Höhe weitgehend kompensiert werden.

Mit dem Rückzug der Sonne nach Süden werden die geballten potentiellen Energien zusätzlich zu der normalen Zirkulation frei und die ge-

stauten Luftmassen der Höhe finden wieder die Möglichkeit, an labil gewordenen Stellen nach unten und nach Süden durchzubrechen.

Daraus ergibt sich, daß die durchgreifenden und somit wohl auch die für das Druckgeschehen und die Dynamik der Luftmassen ausschlaggebenden Änderungen nicht in niedrigen Breiten, in den Zonen stärkster mittlerer Einstrahlung zu finden sind, sondern vielmehr in hohen Breiten gesucht werden müssen. Der bekannte Kreislauf unserer „Wärmemaschine" Erde erfährt durch die erwähnten Vorgänge in Polnähe gewaltige zusätzliche Impulse. Es sind also drei Faktoren am Druckgeschehen (und somit auch an der interdiurnen Veränderlichkeit) der gemäßigten und hohen Breiten maßgeblich beteiligt: Die Meridionalzirkulation als solche, die starken jahreszeitlich bedingten Gegensätze in der Einstrahlung und die damit verbundenen Änderungen im Druck- und Temperaturfeld in hohen Breiten, sowie die Tatsache, daß die größten Druckunterschiede Äquator - Pol nahe der Tropopause zu finden sind und jede meridionale Verschiebung des Grundzustandes daher auch die stärksten Druckgegensätze in Tropopausenhöhe verursacht (vgl. [7], Abschnitt V.).

Literatur

1. Defant, F.: Über den Mechanismus der unperiodischen Schwankungen der allgemeinen Zirkulation der Nordhalbkugel. Arch. Met. Geoph. Biokl., A: **VI**, 253 (1954).
2. Hann-Süring: Lehrbuch der Meteorologie. 5. Aufl.
3. Hoinkes, H.: Die interdiurnen Änderungen von Druck und Temperatur in der unteren Troposphäre bis 5 km Höhe . . . Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **II**, 239 (1950).
4. Raethjen, P.: Zyklogenetische Probleme. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **I**, 295 (1949).
5. Scherhag, R.: Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose, Berlin 1948.
6. Schwarzl, S.: Die interdiurne Veränderlichkeit des Druckes am Boden und in der freien Atmosphäre. Dissertation, Wien 1948.
7. — Die interdiurne Veränderlichkeit von Druck und Temperatur in Troposphäre und Stratosphäre. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **V**, 411 (1953).
8. — Der vertikale Aufbau der täglichen Druck- und Temperaturänderungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **VI**, 172 (1953).
9. Thomas, H.: Mechanismus stratosphärisch bedingter Druckänderungen. Meteorol. Z., **52**, 41 (1935).
10. Namias, J. und Ph. F. Clapp: Compendium of Meteorology, Am. Met. Soc. S. 551.
11. Huber-Pock, Fr.: Untersuchungen über den Anteil bestimmter Atmosphärenschichten am Zustandekommen von Bodendruckänderungen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **9**, 471 (1957).
12. Faust, H.: Nullschichteffekt und Frontalzonen. Arch. Met. Geoph. Biokl. A, **VI**, 334 (1953).

551.594.11 (661)

(Institut des Hautes Etudes, Laboratoire de Physique météorologique, Dakar)

Le champ électrique atmosphérique à Dakar

Par

O. Salvador et **H. Masson**

Avec 6 Figures

Résumé. Les mesures de champ électrique atmosphérique sont jusqu'à présent assez rares dans les régions de faible latitude. Il nous a semblé intéressant d'entreprendre des observations à Dakar afin de pouvoir comparer les résultats recueillis avec ceux obtenus ailleurs et de mettre en évidence les anomalies éventuelles.

Zusammenfassung. Messungen des luftelektrischen Potentialgefälles sind in niedrigen Breiten bisher ziemlich selten. Wir haben daher Beobachtungen in Dakar angestellt und die Ergebnisse mit den in anderen Gegenden ausgeführten Messungen verglichen.

Summary. Atmospheric potential gradient measurements are rare enough up to now in low latitude. It seemed interesting to undertake observations at Dakar in order to compare the results obtained with those obtained elsewhere and to consider possible anomalies.

Très peu de mesures du champ électrique atmosphérique ont été faîtes jusqu'ici dans les régions subtropicales, c'est pourquoi il nous a semblé opportun d'effectuer à Dakar des enregistrements du gradient de potentiel atmosphérique afin de pouvoir établir des comparaisons avec les résultats trouvés en d'autres régions.

1. Dispositif de mesure

Nous avons utilisé le dispositif classique: une prise de potentiel radioactive isolée reliée à la borne d'entrée d'un électromètre de champ. Le potentiel atteint par le collecteur est appliqué à la grille d'une lampe électromètre double type Mazda E_2 à travers un diviseur de potentiel utilisé pour contrôler la sensibilité de l'appareil. La résistance totale du diviseur de tension a été prise égale à 3×10^{11} ohms. Le tube double est suivi de 2 tubes à chauffage direct I L 4. L'ensemble réalise ainsi un

amplificateur symétrique à courant continu. Grâce à la symétrie de montage et à la conception du tube E_2 la stabilité est bonne et la dérive du zéro est suffisamment faible pour permettre un enregistrement continu (Fig. 1).

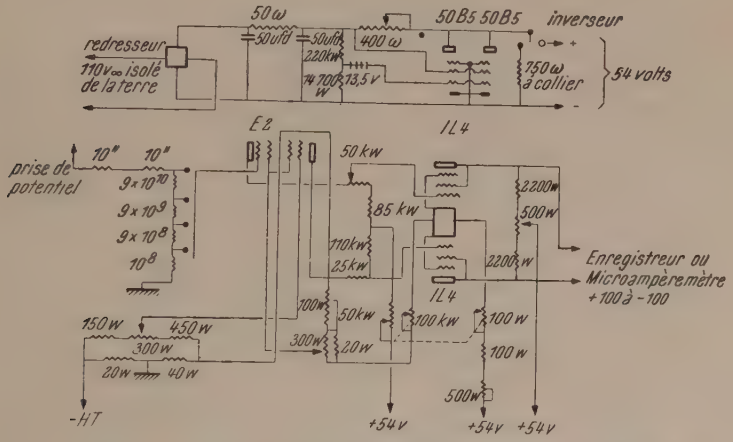


Fig. 1. Schéma du voltmètre électronique pour la mesure du champ atmosphérique

A titre de vérification et pour déterminer le coefficient de correction nous avons effectué périodiquement des mesures de réduction au sol. En même temps les valeurs données par l'électromètre de champ étaient contrôlées avec un électromètre à quadrants.

2. Résultats

Les mesures dont il va être question ont été effectuées de Janvier 1955 à Juillet 1956 [*1*]. L'étude des moyennes mensuelles nous ont permis de diviser l'année en trois périodes:

a) La première période va de Juillet à milieu Octobre. Le calcul des moyennes a été fait en éliminant les fortes variations accidentelles accompagnant les orages et les pluies. Durant ces mois la valeur moyenne globale trouvée pour le gradient de potentiel est 160 v/m. Elle est de beaucoup supérieure à celle trouvée pour le reste de l'année. La courbe moyenne de variation diurne présente un maximum accentué vers 14 h, accompagné de deux maximums secondaires à 8 h et à 18 h. Le champ atteint sa valeur maximum en Août et Septembre. Il diminue brusquement dans le courant d'Octobre (Fig. 2, courbe I).

b) La deuxième période va du milieu d'Octobre au milieu de Janvier. La valeur moyenne globale n'est que de 33 volts/mètre. Le champ moyen constamment positif (dirigé vers le sol) présente un maximum accentué vers 14 h (Fig. 2, courbe II). L'examen des courbes journalières montre que le champ est fréquemment voisin de zéro ou même faiblement négatif.

c) La troisième période s'étend du milieu de Janvier à fin Juin. A partir de Janvier le champ est de moins en moins positif. Pendant les mois de Mars, Avril, Mai, il est même presque constamment négatif. La valeur moyenne globale est négative. Les observations faites en 1956 concordent

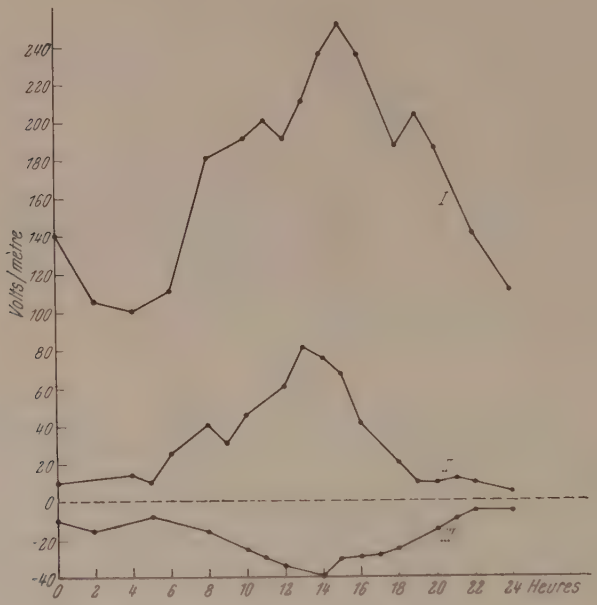


Fig. 2. Variation des valeurs moyennes du champ électrique
I = Période de Juillet à Octobre;
II = Période d'Octobre à Janvier;
III = Période de Janvier à Juin

avec celles faites en 1955 (Fig. 2, courbe III). Le champ tend à redevenir positif dans le courant de Juin.

Les figures 3 (a — c) donnent pour chaque période une journée caractéristique.

3. Facteurs météorologiques et champ électrique

Il peut être intéressant de rechercher s'il existe une relation entre les différents facteurs météorologiques et le champ électrique.

a) **Champ électrique et vent.** La période durant laquelle le champ cesse d'être positif correspond à celle où soufflent les alizés. Il ne semble pas que les valeurs négatives puissent être attribuées uniquement aux poussières transportées par l'air puisque l'inversion du champ est postérieure à l'établissement des alizés. D'autre part, quand le vent souffle de l'Est, c'est à dire de l'intérieur, les poussières transportées sont abondantes et le champ reste positif. La figure 4 donne la valeur du champ et du vent pour le 7 Mars 1956.

b) **Champ électrique et humidité.** Des isolants supportant le collecteur sont chauffés en permanence par des résistances électriques. De cette

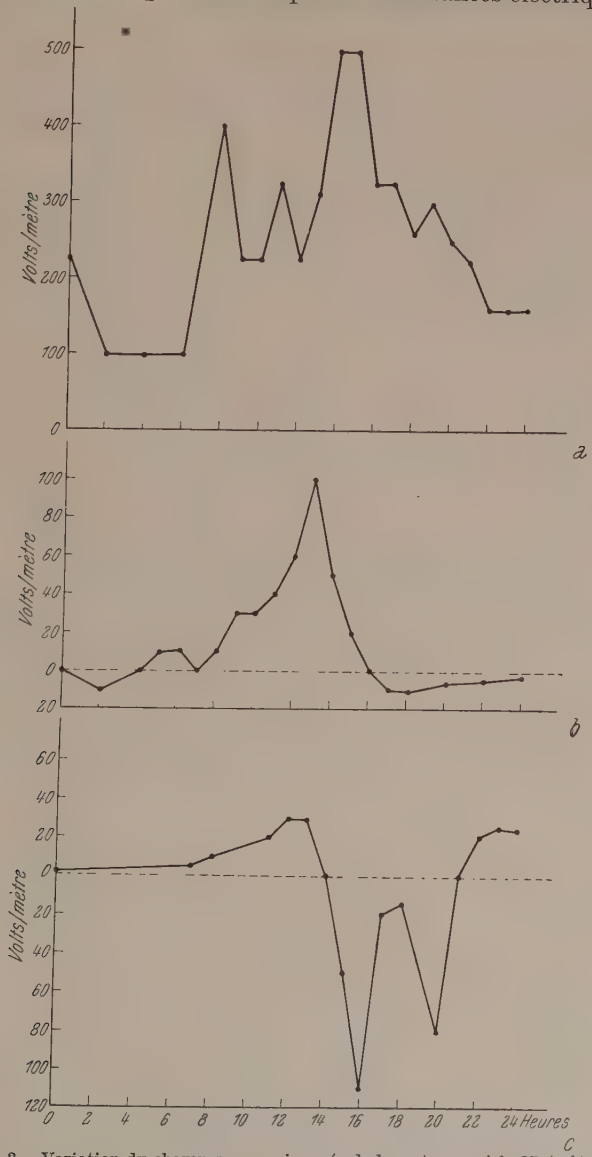


Fig. 3. Variation du champ par une journée de beau temps a) le 27 Août 1955, b) le 17 Décembre 1955, c) le 27 Février 1955.

façon ils sont maintenus constamment secs et leur conductibilité n'est pas influencée par l'état hygrométrique de l'air extérieur. Nous avons fait les observations suivantes:

Le champ commence à augmenter dans les premières heures de la matinée quand l'humidité commence à diminuer.

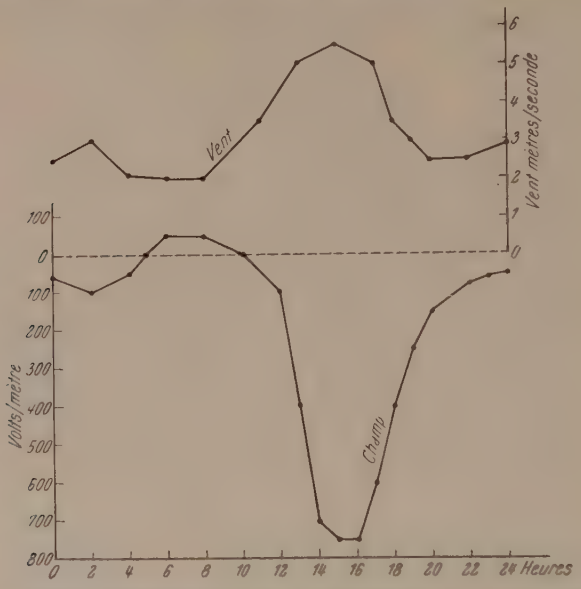


Fig. 4. Courbes représentatives du champ atmosphérique et du vent le 7 Mars 1956

Le champ atteint sa valeur maximum entre 12 h et 14 h quand l'état hygrométrique passe par un minimum. Nous donnons à titre d'exemple la courbe du 5 Janvier 1956 (Fig. 5).

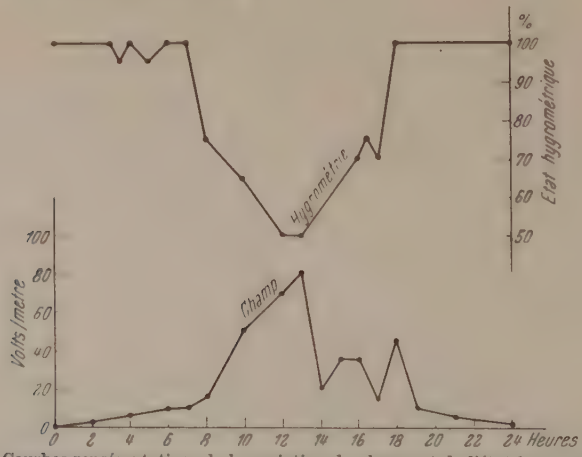


Fig. 5. Courbes représentatives de la variation du champ et de l'état hygrométrique

Enfin les périodes durant lesquelles le champ électrique est négatif coïncide avec les périodes où les dépôts de rosée nocturne sont particulièrement intenses.

Nous n'avons pas jusqu'à présent observé de relations entre les valeurs du champ et les autres facteurs météorologiques.

4. Comparaisons de résultats obtenus en différentes régions

Très peu de résultats ont été publiés jusqu'ici pour des régions tropicales. La comparaison des résultats enregistrés à Dakar avec ceux enregistrés en d'autres stations nous suggère un certain nombre de remarques:

a) Les écarts trouvés entre les différentes époques de l'année sont énormes. En conséquence la valeur moyenne annuelle ne semble pas significative. Cette valeur moyenne est de 50 v/m. Elle parait en tous les cas particulièrement faible.

Les valeurs moyennes trouvées pour chaque période sont les suivantes:

Juillet milieu Octobre:	160	volts/mètre
mi Octobre fin Janvier:	33	„ „
fin Janvier fin Juin:	— 17	„ „

Les résultats publiés ailleurs donnent comme valeurs moyennes de champ:

Paris [*2*]: 205 v/m en hiver
134 v/m en été, moyenne annuelle 175 v/m.

Buchau (Allemagne) [*3*]: moyenne annuelle 150 v/m.

Des valeurs nettement plus faibles sont signalées à Uppsala (Suède) [*4*]: moyenne annuelle 30 v/m.

Seule la valeur moyenne de Juillet à Octobre trouvée à Dakar parait concorder avec les valeurs habituellement publiées.

b) Nous avons dit que l'amplitude de *variation annuelle* est très grande à Dakar. Le rapport ϱ entre les valeurs moyennes du champ en Septembre (mois où le champ est le plus fort) et en Janvier (mois où le champ est le plus faible) est:

$$\varrho = \frac{200}{15} \cong 13.$$

Ailleurs on trouve:

Buchau:	Déc.	239 v/m	$\varrho = \frac{239}{119} \cong 2$
	Mai	119 v/m	
Uppsala:	Janv.	61 v/m	$\varrho = \frac{61}{11{,}9} \cong 5$
	Août	11,9 v/m	
Davos:	Fév.	101 v/m	$\varrho = \frac{101}{33} \cong 3$
(mesures	Juin	33 v/m	
anciennes)			

c) L'amplitude de *variation diurne* durant la période Novembre-Juin est également très accentuée par rapport à celle trouvée ailleurs (Fig. 6).

d) La valeur constamment négative du champ à Dakar durant une longue période mérite d'être signalée. Les inversions de signe signalées ailleurs persistent rarement.

Sans doute les précipitations atmosphériques sont souvent accompagnées d'une inversion du champ électrique. A Dakar cette persistance du champ négatif se produit à une époque où les pluies sont exceptionnelles.

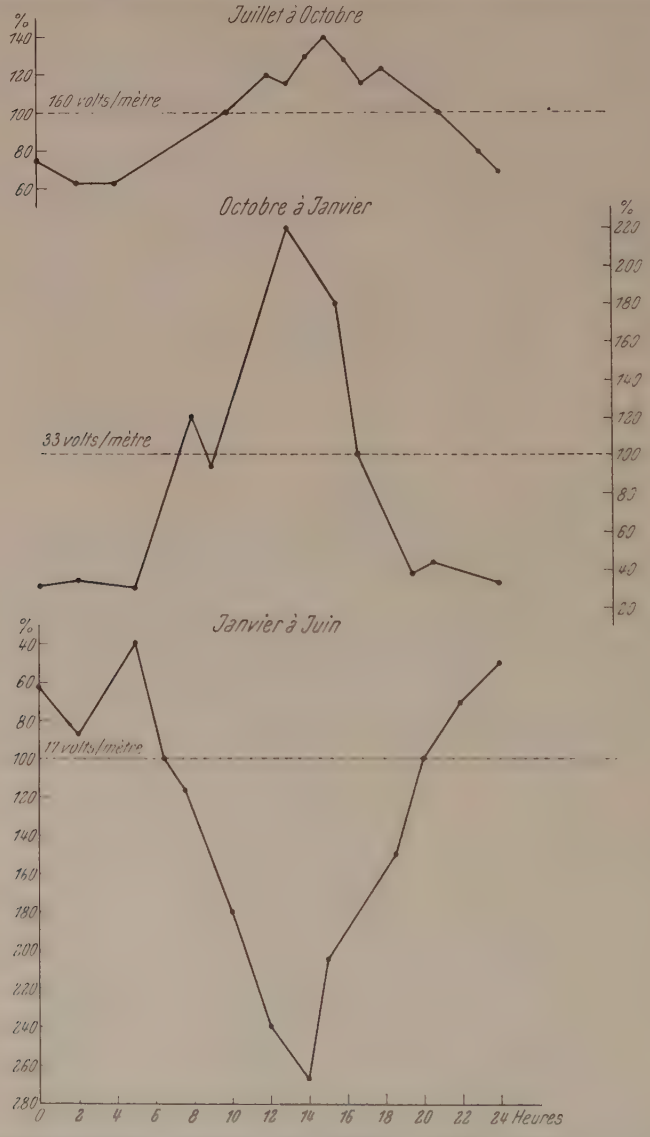


Fig. 6. Variation journalière moyenne du champ électrique à Dakar (calculée en pourcentage de la valeur moyenne)

Au sujet de l'influence sur le signe du champ des poussières transportées par le vent, nous avons signalé qu'il n'y avait pas nécessairement

coincidence entre le champ négatif et le vent. Ceci semble confirmé par le fait que des mesures effectuées au Sahara par vent de sable, n'ont pas fait ressortir une inversion du champ.

5. Conclusion

Il serait intéressant de multiplier les observations et de connaître les résultats obtenus en d'autres régions tropicales. Nous nous proposons dans un prochain avenir d'effectuer des mesures régulières de conductibilité et d'ionisation et d'entreprendre des séries d'observations dans l'intérieur du territoire, loin des perturbations dues à l'influence océanique.

Bibliographie

1. Masson, H. et O. Salvador: La mesure de l'Electricité atmosphérique. Bull. Ecole Méd. Dakar 1955, Tome 3, 252—257.
2. Annales de l'Institut de Physique du Globe de l'Université de Paris (1941).
3. Israël, H.: Ergebnisse der luftelektrischen Arbeiten in Buchau a. F. Studien über das atmosphärische Potentialgefälle VII. Arch. Met. Geoph. Biokl. **7**, 266—282 (1954).
4. Norinder, H., H. Israël und R. Siksna: Das luftelektrische Potentialgefälle und der Vertikalstrom in Uppsala. Ark. Geofys. **2**, No. 6, 109—138 (1954).

551.588.4 : 535.51 : 535.312

(Aus dem Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Wien)

Der Einfluß der Polarisation auf die Reflexion an Wasserflächen

Von

Peter Funk[1]

Mit 1 Textabbildung

Zusammenfassung. Nach Ableitung der in der Arbeit zur Verwendung gelangenden mathematischen Formeln werden die Lösungsmöglichkeiten und bisherigen Lösungsversuche besprochen. Die Ergebnisse der Berechnung der Abhängigkeit der FRESNELschen Reflexionskoeffizienten von der Brechzahl wurden mitgeteilt. Der Einfluß der Brechzahl wurde als vernachlässigbar festgestellt. Die Reflexionskoeffizienten des Himmelslichts wurden für Sonnenhöhen von 0°, 20°, 40°, 60° aus DORNOS Messungen und für 90° aus einer empirisch korrigierten Strahlungs- und Polarisationsverteilung nach RAYLEIGH berechnet. Der Einfluß der Polarisation auf die Reflexion an Wasserflächen ergab sich zu $-1{,}13\%$ für 0°, $-0{,}55\%$ für 20°, $+0{,}18\%$ für 40°, $+0{,}47\%$ für 60° und $+0{,}83\%$ für 90°, wobei allerdings der Wert für 90° als nicht ganz gesichert angesehen werden muß. Die Polarisation ist demnach als nicht unbedingt vernachlässigbar anzusehen, da ihr Einfluß in Extremfällen 8–10% des Endwertes ausmachen kann. Die Reflexionsverhältnisse wurden als sehr verschieden von denjenigen eines gleichmäßig diffusen Himmels gefunden.

Die Berechnung der Reflexionskoeffizienten der Globalstrahlung an einer Wasserfläche wurde nach Messungen von DORNO, KIMBALL und LUNELUND, die Berechnung der Reflexion an einer Wasserkugel nach Messungen von DORNO und KIMBALL durchgeführt. Es zeigte sich, daß infolge der günstigeren Verteilung des Himmelslichts die reflektierten Anteile desselben von ähnlicher Größe sind wie die der Sonnenstrahlung; die Reflexionskoeffizienten der Globalstrahlung sind sehr verschieden von denjenigen der Sonnenstrahlung. Die Reflexion der Globalstrahlung an einer Wasserkugel wurde zu ca. 5,8% berechnet.

Der Einfluß der Polarisation auf die Reflexion an wellenbewegten Wasserflächen wurde im allgemeinen als vernachlässigbar gefunden. Schließlich wurden einige neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Polarisation und der Reflexion an Wasserflächen besprochen.

Summary. Following the derivation of the mathematical formulae used in this paper, possible solutions and prior attempts to solutions are discussed. Results are given of the calculated dependence of the FRESNEL reflection

[1] Zur Zeit in Sydney, Australien.

coefficient on the refraction number. The influence of the refraction number was found to be negligible. Reflection coefficients of the sky light were calculated, for sun heights of 0°, 20°, 40°, 60°, from Dorno's measurements, and for 90° from an empirically corrected distribution of radiation and polarization given by Rayleigh. The influence of polarization on the reflection at water surfaces was found to be —1,13 per cent for 0°.

Résumé. Les formules mathématiques employées dans cet ouvrage sont dérivées, les solutions possibles et celles qui ont été tentées jusqu'à présent furent commentées. Puis les résultats du calcul de la dépendance des coefficients de réflexion de Fresnel de l'indice de réfraction furent démontrés. Il fut constaté que l'influence de l'indice de réfraction peut être négligée. Les coefficients de réflexion de la lumière du ciel furent calculés pour des hauteurs de soleil de 0°, 20°, 40°, 60° à l'aide des mensurations de Dorno et pour 90° au moyen d'une distribution d'irradiation et de polarisation d'après Rayleigh, corrigée empiriquement. Il en résulta une influence de la polarisation sur des surfaces d'eau de —1,13% pour 0°.

Einleitung und Problemstellung

In der folgenden Arbeit wird der Versuch gemacht, den Einfluß der Polarisation des Himmelslichts auf die Reflexion an Wasserflächen exakt, unter Verwendung der Reflexionsformeln von Fresnel und unter Annahme wirklich vorkommender Helligkeitsverteilungen des wolkenlosen Himmels, nachzuweisen.

Da nach Dorno [*5*] der polarisierte Anteil des Himmelslichts bei 0° Sonnenhöhe 46% und auch bei 60° Sonnenhöhe noch 29% ausmacht und weiters der Reflexionskoeffizient für in der Einfallsebene schwingendes Licht um wesentliches kleiner ist, als derjenige für senkrecht zur Einfallsebene schwingendes Licht, so lag die Vermutung nahe, daß dadurch Fehler begangen werden, daß bei allen Reflexionsberechnungen das Himmelslicht unpolarisiert angenommen wird.

Die Beleuchtung der horizontalen Fläche durch den Himmel ist bei niedrigem Sonnenstand oft genau so groß und auch größer, als diejenige durch die Sonne allein. Auch bei hohem Sonnenstand ist das Verhältnis von Beleuchtung der horizontalen Fläche durch den Himmel allein zur Beleuchtung der horizontalen Fläche durch die Sonne allein immer noch 1 : 3 [*13*]. Es kommt daher der genauen Kenntnis des Reflexionskoeffizienten des Himmelslichts außerordentliche Bedeutung zu, da es einen wesentlichen Bestandteil der Globalstrahlung darstellt. 70% der Erdoberfläche sind von Wasser bedeckt. Daher ist die genaue Kenntnis des Reflexionskoeffizienten der Globalstrahlung von großer Bedeutung für den Wärmehaushalt der Erde. Eine Berechnung des Reflexionskoeffizienten des Himmelslichts kann aber nur dann genau durchgeführt werden, wenn neben der Helligkeitsverteilung des Himmels auch auf die Polarisation Rücksicht genommen wird.

Theoretische Ansätze und bisherige Lösungsversuche

Zum Unterschied von der direkten Sonnenstrahlung, bei der die Verhältnisse einfacher sind, trifft die diffuse Himmelsstrahlung, die ihre

Entstehung der Zerstreuung der direkten Sonnenstrahlung an Luftmolekülen und trübenden Teilchen verdankt, unter allen möglichen Einfallswinkeln auf die Wasseroberfläche auf. Nimmt man ihre Herkunft, wie es bei derartigen Betrachtungen üblich ist, als von einer fiktiven Himmelskugel mit dem Radius 1 kommend an, so ergibt sich die Strahlungswirkung von einem Flächenelement der Himmelskugel auf die Einheit der Horizontalfläche unter Berücksichtigung des Cosinus-Gesetzes zu

$$d\,H = H\,(z,\,a)\,\sin z\,\cos z\,da\,dz.$$

Hierin ist $H\,(z,\,a)$ (später auch i_g genannt) die Verteilung der Himmelsstrahlung über das Himmelsgewölbe, also die scheinbare Strahlungsdichte der einzelnen Teile der Himmelskugel.

Die Gesamtbestrahlung der horizontalen Flächeneinheit durch die diffuse Himmelsstrahlung wird

$$H^* = \int_{a=-\pi}^{\pi} \int_{z=0}^{\frac{\pi}{2}} H\,(z,\,a)\,\sin z\,\cos z\,da\,dz. \tag{1}$$

Für Polarisationsbetrachtungen müssen wir aber $H\,(z,\,a)$ noch weiter in $H_\perp\,(z,\,a)$, die senkrecht zur Einfallsebene, und $H_\parallel\,(z,\,a)$, die parallel zur Einfallsebene polarisierte Himmelsstrahlung, zerlegen, wobei dann Formel (1) eine Summe zweier Integrale wird, nämlich

$$H^* = H^*_\parallel + H^*_\perp = \int_{a=-\pi}^{\pi} \int_{z=0}^{\frac{\pi}{2}} H_\parallel\,(z,\,a)\,\sin z\,\cos z\,da\,dz + \\ + \int_{a=-\pi}^{\pi} \int_{z=0}^{\frac{\pi}{2}} H_\perp\,(z,\,a)\,\sin z\,\cos z\,da\,dz. \tag{1a}$$

Gemessen und berechnet wird aber nicht $H_\parallel\,(z,\,a)$ und $H_\perp\,(z,\,a)$, sondern i_1 die senkrecht zur Polarisationsebene schwingende Komponente und i die in der Polarisationsebene schwingende Komponente der Himmelsstrahlung. Da definitionsgemäß die Polarisationsebene senkrecht auf dem elektrischen Vektor des elektromagnetischen Feldes steht und der Lichtvektor in der Richtung des elektrischen Vektors angenommen wird, so ist

$$i_1 > i,\; i_1 + i = i_g = H_\parallel\,(z,\,a) + H_\perp\,(z,\,a) = H\,(z,\,a).$$

Die Polarisationsgröße drückt man meistens im Rubensonschen Maß durch $(i_1 - i) : (i_1 + i)$ d. h. als das Verhältnis des polarisierten Anteils zur Intensität des Gesamtlichts, aus. Nichols nahm als Maß i_1/i an, welches auch Dorno [5] in allen seinen Werken verwendet. Er gibt auch eine Umrechnungstabelle zum Vergleich genannter Maße an.

Wenn β den Winkel zwischen der Polarisationsebene und der Einfallsebene bezeichnet, so wird

$$H_\parallel = i\cos^2\beta + i_1\sin^2\beta \text{ und } H_\perp = i\sin^2\beta + i_1\cos^2\beta \tag{2}$$

Die Polarisationsebene kann für alle derartigen Untersuchungen als

durch die Visierlinie und durch die Sonne gehend betrachtet werden. Größere Abweichungen würden sich nur in Sonnennähe ergeben, in Gebieten, in denen die Polarisation von vornherein sehr klein ist und daher auch keinen Einfluß auf die Reflexion haben kann. Unter Verwendung der Grundformeln der sphärischen Trigonometrie erhält man leicht

$$\sin \beta = \frac{\sin \varepsilon \cos h}{\cos \varphi} \tag{3}$$

Aus Gl. (3) sieht man, daß sich β am stärksten in der Umgebung des Sonnenvertikals ändert, worauf später noch zurückgekommen wird.

Da das Wasser nur schwach absorbierend ist, so gelten die bekannten FRESNELschen Reflexionsformeln, welche nach (10b) umgeformt

$$R_\perp = \left(\frac{\cos z - \sqrt{n^2 - 1 + \cos^2 z}}{\cos z + \sqrt{n^2 - 1 + \cos^2 z}} \right)^2 \tag{4a}$$

und

$$R_\parallel = \left(\frac{n^2 \cos z - \sqrt{n^2 - 1 + \cos^2 z}}{n^2 \cos z + \sqrt{n^2 - 1 + \cos^2 z}} \right)^2 \tag{4b}$$

lauten.

Tabelle 1. *Reflexion in % bei Schwingung senkrecht zur Einfallsebene ($R_\perp$) und bei Schwingung in der Einfallsebene ($R_\parallel$) nach [10b].*

$z°$	00	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$R_\perp$	2,04	2,13	2,46	3,08	4,32	6,66	11,47	21,89	45,88	100
$R_\parallel$	2,04	1,94	1,68	1,21	0,58	0,06	0,42	4,72	24,01	100

n = Brechungskoeffizient

$R_\perp$, $R_\parallel$, bedeuten die Reflexionskoeffizienten des senkrecht zur Einfallsebene und in der Einfallsebene schwingenden Lichts

$z = \frac{\pi}{2} - \varphi$ Zenitdistanz des anvisierten Punktes

φ = Höhenwinkel des anvisierten Punktes

ε = Winkel zwischen Sonnenvertikal und durch die Sonne als Pol gehender Hauptkreis

Nach LAUSCHER [*10b*] gibt Tabelle 1 die Reflexion der polarisierten Strahlung an einer ruhigen Wasserfläche in Prozenten für $n = 4/3$ wieder.

Um nun den reflektierten Teil des auf den ruhigen Wasserspiegel auffallenden Lichts zu bestimmen, muß man nur in Gl. (1a) $R_\perp$ und $R_\parallel$ in den beiden Gliedern als Faktor hinzufügen. Wenn also H das reflektierte unpolarisierte Himmelslicht, $H_\perp$ und $H_\parallel$ den reflektierten Anteil des parallel und senkrecht zur Einfallsebene schwingenden Lichts bezeichnen, so gilt

$$\begin{aligned} H^*_R = H^*_{\parallel R} + H^*_{\perp R} = \int\int R_\parallel H_\parallel (z, a) \sin z \cos z \, da \, dz + \\ + \int\int R_\perp H_\perp (z, a) \sin z \cos z \, da \, dz . \end{aligned} \tag{5}$$

Den Reflexionskoeffizienten der Himmelsstrahlung erhält man dann indem man einfach Gl. (5) durch Gl. (1a) dividiert.

Die Integration von (5) wäre selbst auf Grund einer hypothetischen Helligkeitsverteilung eines Rayleigh-Himmels nur teilweise geschlossen

möglich ([*11*] S. 343) und es gäbe sich eine sehr schlechte Übereinstimmung mit den Tatsachen, wie an anderer Stelle dieser Arbeit gezeigt wird. Nicht einmal Anhaltspunkte könnte man auf diese Weise gewinnen.

Nach der exakten Beugungstheorie von Mie und Debye ist man über Polarisations- und Helligkeitsberechnungen an bestimmten ausgezeichneten Punkten wie etwa den 90° von der Sonne abstehenden Punkt, die unmittelbare Sonnennähe oder das Sonnenvertikal nicht hinausgekommen. Und obendrein müßte man genaue Annahmen über die Aerokolloide machen, da die Streufunktion und Teilchenpolarisation in jedem einzelnen Fall ein völlig anderes Aussehen hat (vgl. Linke [*11*] Abb. 76—81).

Es ist aber zur exakten Integration von Gl. (5) notwendig, die Polarisation und Helligkeit an jedem einzelnen Himmelspunkt zu kennen, da gerade die Helligkeits- und Polarisationsverteilung im Sonnenvertikal sehr zum Unterschied von anderen Betrachtungen in diesen Berechnungen nur eine ganz untergeordnete Rolle spielt. Extrapolationen vom Sonnenvertikal auf den restlichen Himmel sind daher nicht zulässig.

Vereinfachte Annahmen über die Verteilung von i_1 und i respektive $H_{||}$ und $H_{\perp}$ haben überhaupt keinen Sinn, da man i_1 und i für jeden Himmelspunkt festlegen müßte und obendrein die Funktionen nur einfach gebaut sein könnten, etwa von der Form $\cos^m z$, da sonst eine geschlossene Integration nicht durchführbar wäre. Eine Approximation der wirklichen komplizierten Verhältnisse wäre sicherlich auf diese Weise kaum möglich, nicht vergessen sei auch der relativ komplizierte Bau der Gl. (3).

Die Reflexion des Himmelslichts wurde von verschiedenen Autoren unter vereinfachten Annahmen, wie sie bei gleichmäßiger Schichtbewölkung vorkommen könnten, zu lösen versucht (Grisseier [*7. a, b, d*] und Lauscher [*10 b, c*]). Es wurde entweder vollkommen diffuses Himmelslicht angenommen oder zumindest Unabhängigkeit vom Azimut. Es ergab sich unter diesen Annahmen ein Reflexionskoeffizient für gleichmäßig diffuses Himmelslicht von 6,6%.

Für wolkenlosen Himmel beschränkten sich die Autoren darauf, die Reflexion der Sonnenstrahlung allein entweder an einer Wasserhalbkugel [*10 b*] oder an einer wellenbewegten Wasserfläche zu berechnen (Lauscher [*10 b*], Soret [*15*] und Grisseier [*7a, b, d*]).

Empirisches Grundmaterial und dessen Anwendungsmöglichkeit

Man kann also, wie aus dem vorhergehenden ersichtlich ist, vorliegendes Problem nur durch Verwendung von empirischem Grundmaterial lösen.

An Messungen der Intensität und Polarisation des Himmelslichts fehlte es in der Vergangenheit nicht. Nur die wichtigsten mögen hier erwähnt werden.

Kalorische Messungen: Abbot und Fowle [*1*] maßen die Strahlung einzelner Himmelszonen auf dem Mt. Wilson, Mt. Whitney und in Bassour.

Eine gute Zusammenstellung der Bestrahlung der horizontalen Fläche durch Himmel und Sonne gibt A. Peppler [*12*].

Photometrische Messungen: Leonhard Weber und seine Schüler maßen die Beleuchtungsstärke des Himmels und der Sonne mit einem von Weber konstruierten Milchglasphotometer. Chr. Jensen [*3*] hat in Kiel die Zenitleuchtdichte in Rot und Grün gemessen, weiters machte er umfangreiche Polarisationsmessungen, hauptsächlich im Zenit und im Punkte maximaler Polarisation. W. Schramm [*14*] gibt eine Anzahl von Beobachtungsreihen bekannt, weiters auch eine tabellarische Helligkeitsverteilung des Himmels, welche aber die Sonnenhöhe nicht berücksichtigt. Weitere Messungen der Polarisation und Helligkeit stammen von Arago, dem Entdecker der Atmosphärischen Polarisation, weiters von Busch, Kimball, Süring, Tichanovsky u. v. a.

Die besten vorliegenden Beobachtungen sind aber zweifellos diejenigen von Dorno [*5*] aus Davos, welcher als einziger gleichzeitig Helligkeit und Polarisation über das ganze Himmelsgewölbe maß. Aus diesem Grunde wurden seine Messungen den Reflexionsbetrachtungen vorliegender Arbeit zugrunde gelegt.

Wenn man feststellen will inwieweit die aus Dornos Davoser Messungen berechneten Reflexionskoeffizienten allgemeine Gültigkeit haben (Davos liegt in 1600 m Seehöhe), muß man Dornos Werte mit solchen, die in der Ebene gewonnen wurden, vergleichen. Aus einem solchen Vergleich sieht man folgendes: Die Polarisationsgröße im Zenit und in 90° Abstand von der Sonne ist in der Ebene nicht um vieles kleiner als in der Höhe (vgl. Linke [*11*], Tab. 105).

Die Verteilung der Helligkeit über die einzelnen Himmelszonen dürfte auch in der Ebene ähnlich wie in der Höhe sein, wenn man die in der Ebene durchgeführten Messungen im Sonnenvertikal mit denen der Höhe vergleicht und vom Sonnenvertikal auf den restlichen Himmel extrapoliert. Das Verhältnis von Himmelsstrahlung zu Sonnenstrahlung ist natürlich in der Ebene größer als in der Höhe, was aber für die Reflexionsberechnungen belanglos ist, da es nur auf die Verteilung, nicht aber auf die absolute Größe der Strahlung ankommt.

Was nun die sonnennahe Himmelszone betrifft, so scheint der Schluß berechtigt zu sein, daß sie bei reiner Luft auch in der Ebene im Verhältnis zum Zenit nicht um vieles heller ist (Dorno [*5*], S. 85). Die Sonnenstrahlung allein ist in der Ebene allerdings schwächer als in der Höhe, ungefähr nur 59% der Höhenintensität.

Theoretisch sieht man folgendes: In der Formel der Verteilung der Himmelsstrahlung in einer *Rayleigh*-Atmosphäre,

$$\mathrm{d}\, i_g = -\frac{3}{16\pi} I_o \mathrm{d}\omega \frac{M_z}{M_z - M_Z} (1 + \cos^2 \varphi) (e^{-\alpha M_z} - e^{-\alpha M_Z}) \qquad (6)$$

I_o = Solarkonstante
M_Z, M_z = wahre durchstrahlte Luftmassen
Z, z = Zenitdistanz der Sonne und des anvisierten Punktes
α = komplexer Extinktionskoeffizient

i_g = Strahlungsdichte der einzelnen Punkte der Himmelskugel
ω = Raumwinkel

ändert sich bei einer Änderung von M_Z und M_z infolge verschiedener Seehöhen nur der Klammerausdruck mit den e-Potenzen. Setzt man $M'_Z = M_Z \cdot \frac{b}{b_o}$ und $M'_z = M_z \cdot \frac{b}{b_o}$ ($M'_{Z,z}$ = wahre durchstrahlte Luftmassen in der Höhe b, b_o = Luftdruck in der Höhe und im Meeresniveau), anstelle von M_Z und M_z in Gl. (6) ein und beachtet man, daß $\frac{b}{b_o}$ für Davos ungefähr gleich 0,8 ist, setzt man weiters für α den sicher zu großen Wert 0,1 (Linke [*11*], S. 248), so ist die Änderung von $e^{-\alpha \cdot M_z} - e^{-\alpha \cdot M_Z}$ im ungünstigsten Falle nämlich, wenn $M_z = \infty$, $M_Z = 1$ ist, d. h. Sonne im Zenit und anvisierter Punkt im Horizont, nur 2% des Wertes. Überhaupt ist ja eine Änderung der Strahlungsverhältnisse bei diesen Höhenunterschieden hauptsächlich auf eine Änderung des Trübungsfaktors zurückzuführen, was man sofort sieht wenn man im Exponenten der e-Funktionen α durch $\alpha\, T$ (T = Trübungsfaktor) ersetzt, und bedenkt, daß die Änderung von T sicher mehr als 0.2 ausmacht.

Der Einfluß des Trübungsfaktors auf die Polarisations- und Helligkeitsverteilung des Himmels ist allgemein folgender: Die Polarisationsgröße wird sehr schnell mit zunehmender Trübung geringer (Chr. Jensen [*8*], Abb. 171), auch die theoretischen Berechnungen von Dietze [*6*] zeigen dasselbe.

Die Helligkeitsverteilung ändert sich dem gegenüber vorerst viel weniger, wohl wird die Sonnenregion infolge des Mie-Effektes heller und die Gegenregion dunkler, was auf die Reflexion aber keinen großen Einfluß hat. Die Helligkeitsunterschiede am Himmel werden hauptsächlich erst dann kleiner, wenn die trübenden Teilchen so zahlreich geworden sind, daß die sekundäre Diffusion nicht mehr zu vernachlässigen ist. Die Sättigung der blauen Himmelsfarbe wird auch rasch geringer, was aber für Reflexionsbetrachtungen belanglos ist. Auch die Beschränkung auf den sichtbaren Bereich der Himmelsstrahlung bringt keine nennenswerten Einschränkungen, da der reine Himmel im Infrarot und darunter fast überhaupt nicht strahlt, wie aus Linke [*11*], Abb. 125) ersichtlich ist. Das UV macht nur zwischen 1.3 –2.8% der Himmelsstrahlung aus und dürfte obendrein ähnlich wie das sichtbare Licht über den Himmel verteilt sein. Die Polarisation dürfte jedoch im UV kleiner sein, als im Bereich des sichtbaren Lichts, da ja auch bei reinster Luft genügend Aerokolloide vorhanden sind, so daß das Polarisationsmaximum bei niedrigeren Wellen liegt (Jensen [*8*], S. 581) und Tab. 2. Berechnungen nach der Theorie Mies geben keinen sicheren Anhaltspunkt, da man erst genaue Annahmen über die Teilchenkonstanten machen müßte. Es ergeben sich nämlich sehr verschiedene Funktionen für die Dispersion der Polarisation (Linke [*11*], Abb. 80—83).

Veränderungen der Polarisation über Wasserflächen wie zusätzliche neutrale Punkte und negative Polarisation wurden von Jensen [*3*]

Tab. 2. *Polarisationsmessungen bei erträglich blauem Himmel, nach* PERNTER

Datum	Weiß	Rot	Grün	Blau	Weiß	Bemerkungen
4. April 1899 a. m.	0.6101	0.5962	0.6494	0.6032	0.6157	Innerhalb des Sonnenvertikals, 90° von der Sonne entfernt.
10. „ 1899 „ „	0.3875	0.3239	0.4019	0.3665	0.3907	Punkt außerhalb des Sonnenvertikals.
3. Juni 1899 „ „	0.5015	0.4695	0.5120	0.4555	0.5135	Innerhalb des Sonnenvertikals, 90° von der Sonne entfernt.
6. „ 1899 „ „	0.4368	0.3939	0.4802	0.4679	0.4289	Im Sonnenvertikal, aber etwas über 90° von der Sonne entfernt.
22. Mai 1900 „ „	0.5835	0.5060	0.6320	0.6143	0.5878	Innerhalb des Sonnenvertikals, 90° von der Sonne entfernt.
23. „ 1900 „ „	0.5505	0.4879	0.5962	0.5850	0.5592	Nicht ganz im Sonnenvertikal, nahe 90° von der Sonne.
23. „ 1900 „ „	0.1840	0.1633	0.2045	0.1132	0.1736	Außerhalb des Sonnenvertikals, 49° von der Sonne entfernt.
1. Juni 1901 „ „	0.5606	0.5000	0.5606	0.5225	0.5721	Innerhalb des Sonnenvertikals, 90° von der Sonne entfernt.
2. „ 1901 „ „	0.5060	0.4772	0.5835	0.5490	0.5135	

beobachtet, da aber alle diese Phänomene nur in Horizontnähe auftreten, sind sie für das hier zu behandelnde Problem belanglos. Man ist daher zu dem Schluß berechtigt, daß die aus DORNOS Messungen berechneten Reflexionskoeffizienten allgemeine Gültigkeit besitzen.

Berechnung der Abhängigkeit der Fresnel'schen Reflexionskoeffizienten von der Brechzahl

Die Veränderung der FRESNELschen Reflexionskoeffizienten bei einer kleinen Veränderung der Brechzahl ist allgemein

$$\frac{\partial R_{||}(z,n)}{\partial n}\cdot \Delta n = \Delta R_{||} \text{ respektive } \frac{\partial R_{\perp}(z,n)}{\partial n}\cdot \Delta n = \Delta R_{\perp}.$$

Die Differenziation von Gl. (4a) nach n ergibt, wenn zur Abkürzung $\sqrt{n^2 - 1 + \cos^2 z} = y$ gesetzt wird,

$$\frac{\partial R_{\perp}(z,n)}{\partial n} = -\frac{4n\cos z(\cos z - y)}{(\cos z + y)^3 \cdot y} = \frac{4n\cos z\, R_{\perp}}{(n^2-1)\cdot y}. \tag{7a}$$

Für senkrechten Einfall ($z = 0$) wird

$$\frac{\partial R_{\perp}(n,0)}{\partial n} = \frac{-4n(1-n)}{(1+n)^3 \cdot n}$$

und die Differenziation von Gl. (4b) nach n ergibt

$$\frac{\partial R_{||}(z,n)}{\partial n} = \frac{4n\cos z\left(2y - \frac{n^2}{y}\right)(n^2\cos z - y)}{(n^2\cos z + y)^3} = \tag{7b}$$

$$= R_{||}\, 4n\cos z \cdot \frac{\left(2y - \frac{n^2}{y}\right)}{1 - n^2 + \cos^2 z\,(n^4 - 1)}.$$

Für senkrechten Einfall ergibt sich selbstverständlich dasselbe wie für $\frac{\partial R_{\perp}(n,0)}{\partial n}$.

Das Ergebnis der numerischen Durchrechnung von Gl. (7a) und (7b) für $n = 4/3 = 1{,}333$ und für Zenitdistanzen von 0°—90° ist in Tabelle 3 wiedergegeben.

Die maximale Änderung von n infolge gleichzeitiger Änderung von Wellenlänge, Temperatur und Salzgehalt des Wassers ist nach Lauscher [*10*b], S. 176, 177) 0,014, und daher ist die größtmögliche Änderung von $R_\perp$ 0,00925 oder ungefähr 8% des Wertes von $R_\perp$ bei 60°. Im Durchschnitt ist natürlich ein $\Delta R_\perp$ und $\Delta R_\parallel$ um vieles kleiner. Man ist daher vollends berechtigt, sämtliche Berechnungen mit $n = 4/3$ durchzuführen, was Lauscher bereits empirisch festgestellt hat.

Tab. 3. *Änderung der* Fresnel*schen Reflexionskoeffizienten bei Änderung der Brechzahl n, für verschiedene Einfallswinkel z.*

$z°$	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$\frac{\partial R_\perp}{\partial n}$ ...	0,105	0,110	0,137	0,148	0,194	0,270	0,661	0,546	0,491	0
$\frac{\partial R_\parallel}{\partial n}$ ...	0,105	0,101	0,088	0,061	0,043	0,009	−0,001	−0,0002	0,0005	0

Die Reflexionskoeffizienten des Himmelslichts wurden auf folgende Weise berechnet: $R_\perp$ und $R_\parallel$ wurden durch die Summen

$$\frac{\Sigma \bar{H}_\perp R_\perp F \sin\varphi}{\Sigma \bar{H}_\perp F \sin\varphi} \quad \text{und} \quad \frac{\Sigma \bar{H}_\parallel R_\parallel F \sin\varphi}{\Sigma \bar{H}_\parallel F \sin\varphi} \quad \text{approximiert,} \tag{9}$$

wobei $\bar{H}_\perp$, $\bar{H}_\parallel$ den Mittelwert von $H_\perp$ und $H_\parallel$ auf den einzelnen 10° Höhenzonen und F die relative Fläche der Zonen bedeuten. φ ist der Horizontabstand (Höhenwinkel) der Mitte der Zone. $R_\perp$ und $R_\parallel$ sind die Fresnelschen Reflexionskoeffizienten für die Mitte der Zone, also für 5°, 15°, ... 85°. Für die Sonnenhöhen 0°—60° wurden der Berechnung Dornos Tabellen der Himmelshelligkeit ([*5*] Tab. 24 a—c) zugrunde gelegt.

Dorno teilt den Himmel in 10° Ringzonen verschiedenen Abstandes von der Sonne und nicht wie sonst üblich vom Zenit ein. Jeder Wert i_1, i und i_0 dieser Tabellen wurde als Repräsentativ für 1/9 der Zonenfläche angesehen, auf der er gelegen ist, mit Ausnahme der Werte des Sonnenvertikals und derjenigen Werte, die weniger als 2° vom Horizont entfernt gelegen sind. Letztere Werte wurden nur als Repräsentativ für 1/18 der Zonenfläche angesehen, da ja sonst ein Überwiegen dieser Werte in der darauffolgenden Mittelbildung eingetreten wäre. Die Zonenflächen wurden, wie das hier üblich ist, relativ berechnet. Die Fläche der 0°—10°-Zone (10° Ring um die Sonne) wurde mit 18 angenommen.

$H_\perp$ und $H_\parallel$ wurden nun folgendermaßen erhalten: Es wurden i_1, i und i_0 aus Dornos Tabellen mit f, der relativen Fläche des Ringsegments, für das sie repräsentativ sind, multipliziert. Hernach wurde der jedem Punkt entsprechende Höhenwinkel φ aus $\sin\varphi = \sin h \cos d + \cos h \sin d \cos\varepsilon$ berechnet. Weiters wurde β aus Gl. (3) berechnet. Da Dorno i_0 auch teilweise in Horizontnähe gemessen hat, was er für i_1 und i nicht tat, wurden i_1 und i für alle Punkte, für die i_0 bekannt war, extrapoliert, u. zw. in der Weise, wie das Dorno ([*5*] S. 109) angibt.

Dorno maß die Helligkeit i_g meistens infolge Horizontabschirmung nicht bis zum Horizont. Von einer Extrapolation dieser Werte wurde aber Abstand genommen, da ja die Beleuchtung der horizontalen Fläche von Punkten, die am Horizont gelegen sind, Null ist, und diese Werte daher die Mittelbildung nur ungünstig beeinflußt hätten, ganz abgesehen von der Unsicherheit der Extrapolation selbst.

Weiters wurde

$$\frac{\Sigma f \cdot H_\perp}{\Sigma f} = \bar{H}_\perp \text{ und } \frac{\Sigma f \cdot H_{||}}{\Sigma f} = \bar{H} \tag{8}$$

für jede einzelne Höhenzone gebildet, u. zw. so, daß Werte, die weniger als 1,5° von der Zonengrenze entfernt lagen, zur einen Hälfte in die eine und zur anderen Hälfte in die andere Zone gerechnet wurden. In gleicher Weise wurde auch

$$\frac{\Sigma f \cdot i_g}{\Sigma f} = \bar{i}_g \text{ gebildet.} \tag{8a}$$

In diesem Zusammenhang wäre zu bemerken, daß Σf nicht genau gleich F wird, da zwar die Mittelpunkte der Segmente f innerhalb der einzelnen Höhenzonen liegen, die Grenzen aber teils etwas innerhalb, teils etwas außerhalb der Höhenzonen zu liegen kommen. Bei der 0°—10° Höhenzone wirkt obendrein die Horizontabschirmung zonenverkleinernd; es ist dies aber für die Mittelbildung völlig belanglos.

Die Werte der Helligkeit des 10° — Rings um die Sonne waren von Dorno nur für 20°, 30° und 40° gemessen worden, der Wert für 0° wurde unter der Annahme extrapoliert, daß das Verhältnis des Mittels der i_g-Werte in 10° Sonnenabstand zu der relativen Helligkeit des 10°-Rings für 20° und 0° dasselbe sei. Der Wert für 60° wurde unter der Annahme einer konstanten zweiten Ableitung der Funktion der absoluten Helligkeit des 10°-Ringes extrapoliert. Diese letzte Annahme schien aus dem Kurvenverlauf der absoluten Helligkeit des 10°-Ringes weitgehend berechtigt. Die so erhaltenen relativen Helligkeitswerte des 10°-Ringes sind wie folgt:

für 0°	74,84*); für 20°	35,39,	für 40° 16,25
für 60°	7,61*);		*) extrapoliert

Die Strahlung des 10°-Ringes wurde als unpolarisiert angenommen, da die leichte negative Polarisation sicher vernachlässigt werden kann. Obige Werte wurden dann zur Helligkeit der jeweiligen Zone hinzuaddiert. $\bar{R}_\perp$, $\bar{R}_{||}$ wurden nach Gl. (9) berechnet, weiters auch

$$\bar{R}_g = \frac{\Sigma \bar{H}_\perp R_\perp F \sin\varphi + \Sigma \bar{H}_{||} R_{||} F \sin\varphi}{\Sigma \bar{H}_\perp F \sin\varphi + \Sigma \bar{H}_{||} F \sin\varphi}, \text{ der Reflexionskoeffizient des}$$

gesamten Himmelslichts.

Um den Einfluß der Polarisation nachzuweisen, wurde auch

$$\bar{R}_M = \frac{\Sigma i_g \cdot F \cdot R_M \cdot \sin\varphi}{\Sigma i_g \cdot F \sin\varphi}, \text{ wobei } R_M = \frac{R_\perp + R_{||}}{2}$$

der Reflexionskoeffizient für unpolarisiertes Licht ist, berechnet. Für die Sonnenhöhe von 90° wurde der Berechnung eine von Linke [*11*],

S. 344) unter der Annahme einer Rayleigh-Streuung abgeleitete Formel der Strahlung einzelner Himmelszonen auf eine horizontale Flächeneinheit zugrunde gelegt, welche von P. Hess für Sonnenhöhen von 0°, 30°, 60° und 90° und für Wellenlängen von $\lambda > 0.4$, $0.4 - 0{,}6$ und $\lambda > 0.6$ numerisch durchgerechnet wurde. Diese Formel lautet

$$\Delta H_{Zz} = 0{,}19\, I_0 \Delta z \frac{M_z}{M_z - M_Z} \left(e^{-\alpha T M_z} - e^{-\alpha T M_Z}\right) \sin z \cos z \,(2k_1 + k_3) \cdot \\ \cdot \text{m cal cm}^{-2} \text{min}^{-1} \qquad (10)$$

ΔH_{Zz} = Strahlung einer Himmelszone der Breite Δz auf eine horizontale Flächeneinheit; die restlichen Bezeichnungen sind dieselben wie in Gl. (7). Hess setzte $T = 1$, nahm also einen reinen Rayleigh-Himmel an.

Seine Werte für $h = 90°$ wurden der weiteren Berechnung zu Grunde gelegt. Diese Werte entsprechen bereits $i_g f . \sin \varphi$. Der Winkel β ist für 90° dauernd Null, daher ist $H_\perp = i_1$ und $H_\parallel = i$. Nach Rayleigh ist die Polarisation

$$P = \frac{i_1 - i}{i_1 + i} = \frac{\cos^2 \varphi}{1 + \sin^2 \varphi}, \text{ daher wird } H_\perp = i_1 = \frac{i_g}{1 + \sin^2 \varphi} \text{ und}$$

$$H_\parallel = i = \frac{i_g \sin^2 \varphi}{1 + \sin^2 \varphi}. \qquad (11)$$

Die Endresultate dieser Berechnung findet man in Tabelle 4, Zeile 5 und 6, wobei der unter 2,04%, dem Reflexionskoeffizienten für senkrechten Einfall, liegende, scheinbar zu kleine Wert von $\bar{R}_\parallel$ auffällt. Es kommt dies daher, daß für Höhenwinkel von 24°—90° $R_\perp \leq 2{,}04\%$ ist, (vgl. Tab. 1). Es strahlt aber der Rayleigh-Himmel bei zenitalem Sonnenstand und kleinen Höhenwinkeln in der Einfallsebene fast nichts, was aus Gl. (11) ersichtlich ist, woraus sich obiger scheinbarer Widerspruch erklärt.

Bei dem Vergleich der Reflexionskoeffizienten von 90° mit denen von 60°, fällt sofort der zu hohe Wert von R_g und die zu große Differenz von $R_g - R_M$ auf. Ersterer rührt daher, daß das Verhältnis von $i_g F \sin \varphi$ der 80°—90° Höhenzone zu $i_g F \sin \varphi$ der 0°–10° Höhenzone welches für 60° 0,7 beträgt, für 90° nach Rayleigh nur 0.37 wird, und letztere rührt daher, daß der polarisierte Anteil des Himmelslichts nach Rayleigh viel zu groß ist. Um nun die 90°-Werte nach Rayleigh der Wirklichkeit näher zu bringen, wurde zu der Rayleigh-Strahlung eine gleichmäßig diffuse, unpolarisierte Strahlung so addiert, daß obiges Verhältnis für 60° und 90° gleich wurde. Es wird dadurch auch der Polarisationswert in 90° Sonnenabstand (Horizont) dem empirisch Gefundenen ähnlicher. Für diese Zusatzstrahlung i_g erhält man 2,6. Die Bestrahlung der horizontalen Flächeneinheit durch diese Strahlung wird dann 86.2. Da der Reflexionskoeffizient dieser Strahlung nach Lauscher [10 *b*, *c*] 6.6% beträgt, so wird der korrigierte Reflexionskoeffizient für eine Sonnenhöhe von 90° $\bar{R}_g = 8.34\%$ und $R_M = 7.51\%$, was wesentlich besser zu den Werten für niedrigere Sonnenhöhen paßt (Tab. 4, Z. 7).

Aus Tabelle 4 ersieht man folgendes: Der Einfluß der Polarisation

auf den Reflexionskoeffizienten, nämlich $\overline{R}_g - \overline{R}_M$ ist am größten für 0° Sonnenhöhe, nämlich — 1,13%. Er fällt dann und wird Null zwischen 40° und 60°, steigt dann wieder und wird + 0,83 für 90°. (Die reinen RAYLEIGH-Werte für 90° Sonnenhöhe wurden außer acht gelassen, da sie empirisch unfundiert sind.

Tabelle 4. *Reflexion der Himmelsstrahlung für verschiedene Sonnenhöhen. (R_g = Gesamtreflexion, R_M = dasselbe unter Annahme unpolarisierter Strahlung)*

h	$\overline{R}_\perp$ %	$\overline{R}_\parallel$ %	$\overline{R}_g$ %	$\overline{R}_M$ %	$\overline{R}_g - \overline{R}_M$
0°	19,60	8,82	13,16	14,29	−1,13
20°	16,76	6,61	11,24	11,79	−0,55
40°	14,81	4,62	9,78	9,60	+0,18
60°	11,09	3,59	7,65	7,18	+0,47
90°	16,94	1,41	12,70	9,79	(2,91)
90° ges. ...	16,38	1,37	12,22	9,42	(2,80)
90° korr. ..	12,66	2,7	8,34	7,51	+0,83

Berechnung des Reflexionskoeffizienten der Globalstrahlung und Berechnung der Reflexion der Globalstrahlung an einer Wasserhalbkugel

Die Berechnung des Reflexionskoeffizienten der Globalstrahlung geschah folgendermaßen: (Vgl. Tabelle 5). Es wurden die gemessenen Werte der Beleuchtungsstärke des Himmels allein (H) und der Sonne (S) bei verschiedenen Sonnenhöhen von DORNO (für 1600 m Seehöhe) und von KIMBALL und LUNELUND (für die Ebene) verwendet. Aus Tabelle 5

Tabelle 5. *Zur Reflexion der Globalstrahlung an einer Wasserfläche S und H Werte aus* LINKE ([*11*] *S. 370, 364*)

Sonnenhöhe	S	H	S/H	R_{Sonne} %	R_{Himmel} %	S_R/H_R	R_{Glob} % $\left(\frac{S_R+H_R}{S+H}\right)$	
6° ..	2.205	3.650	0,604	52,6	12,58	2,53	27,65	S und H
22° ..	20.000	9.300	2,41	11,3	11,53	2,36	11,37	nach
41° ..	43.700	15.000	2,91	3,2	9,85	0,95	4,89	KIMBALL
60° ..	46.700	21.000	3,65	2,1	7,65	1,00	3,29	in Lux
10° ..	12.700	6.000	2,1	34,9	12,2	6,01	29,01	S und H
20° ..	36.600	7.100	5,2	12,3	11,24	5,69	12,13	nach DORNO
40° ..	89.300	9.200	9,7	3,4	9,78	3,37	4,00	in Hefner
60° ..	126.000	15.000	8,4	2,1	7,65	2,31	2,69	Lux
5° ..	4.500	3.200	1,4	58,3	12.68	7,54	39,34	S und H
20° ..	30.000	8.100	3,7	12,3	11,24	4,05	12,07	nach
40° ..	72.500	12.500	5,8	3,4	9,78	2,02	4,34	LUNELUND
45° ..	82.900	13.500	6,1	2,7	9,25	1,78	3,62	in Lux

sieht man, daß infolge des größeren Reflexionskoeffizienten des Himmelslichts das reflektierte Licht des Himmels (H_R) sehr wohl in der Größe desjenigen der Sonne (S_R) liegt. Auch sieht man, daß der Reflexions-

koeffizient der Globalstrahlung R_{Glob} wesentlich verschieden von demjenigen der Sonne allein ist, ein Resultat, das von großer Bedeutung für klimatologische Betrachtung ist.

Für die Reflexion der Sonnenstrahlung an einer Wasserkugel erhält Lauscher [*10*b] den Reflexionskoeffizienten für das senkrecht zur Einfallsebene schwingende Licht in der Form des Integrals

$$R_{\perp k} = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{\cos z - \sqrt{n^2 - 1 + \cos^2 z}}{\cos z + \sqrt{n^2 - 1 + \cos^2 z}} \right)^2 \cos z \sin z \, dz,$$

durch dessen geschlossene Lösung er für $R_{\perp k}$ den Wert 10,2% erhält. Bei nochmaliger Durchrechnung erhielt der Verfasser den etwas niedrigeren Wert von 10,06%.

Für den Reflexionskoeffizienten $R_{\parallel k}$ der in der Einfallsebene schwingenden Strahlung erhält Lauscher das Integral

$$R_{\parallel k} = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{n^2 \cos z - \sqrt{n^2 - 1 + \cos^2 z}}{n^2 \cos z + \sqrt{n^2 - 1 + \cos^2 z}} \right)^2 \cos z \sin z \, dz,$$

welches vom Verfasser geschlossen gelöst wurde und für welches er den Wert 3,36% erhielt. Der Reflexionskoeffizient der gesamten Sonnenstrahlung wird dann $(3{,}36 + 10{,}06) / 2 = 6{,}71\%$, ein von 6.6% nicht nennenswert verschiedener Wert. Derselbe Reflexionskoeffizient gilt auch für die Reflexion von gleichmäßig diffusem unpolarisiertem Himmelslicht an einer ruhigen Wasseroberfläche.

Für den Reflexionskoeffizienten der Globalstrahlung an einer Wasserkugel wurde nach Werten von Kimball und Dorno 5.67% respektive 5,86% erhalten. Diese Werte sind etwas niedriger als diejenigen der Reflexion der reinen Sonnenstrahlung an einer Wasserhalbkugel und dies kommt daher, daß infolge der Zerstreuung der Sonnenstrahlung in der Atmosphäre die schräg einfallende Sonnenstrahlung einen niedrigeren Reflexionskoeffizienten hat als die reine Sonnenstrahlung bei Abwesenheit einer Atmosphäre. Für den gesamten kurzwelligen Strahlungsverlust einer Wasserhalbkugel, müßte man noch etwa 6% infolge der direkten Streuung der Luftmoleküle in dem Weltenraum zu obigen Reflexionskoeffizienten hinzufügen. *Es würden daher einer ganz mit Wasser bedeckten Erdkugel ungefähr 12% der kurzwelligen Sonnenstrahlung infolge Reflexion und Streuung verlorengehen.*

Der Einfluß der Polarisation auf die Reflexion an wellenbewegten Wasserflächen

Es möge σ den Winkel zwischen Wellenoberfläche und Horizontale bezeichnen. Für Beleuchtung senkrecht zu den Kämmen wird $h' = h + \sigma$

die neue Sonnenhöhe und $\varphi' = \varphi + \sigma$ der neue Einfallswinkel (Abb. 1). Für Beleuchtung parallel der Kämme wird $\sin h' = \sin h \cos \sigma$ und $\sin \varphi' = \sin \varphi \cos \sigma$. Wenn β' den neuen Winkel zwischen Visions- und Einfallsebene bezeichnet, so erhält man aus Gl. (3)

$$\sin \beta' = \frac{\sin \varepsilon \cos h'}{\cos \varphi'} \tag{3a}$$

Für alle Punkte für die $h = \varphi$ ($h' = \varphi'$), ändert sich β' selbst bei großem σ nicht, auch wenn h und φ nicht sehr voneinander verschieden sind, ändert sich β' kaum, da sich Zähler und Nenner der Gl. (3a) in gleicher Weise ändern. Selbst für größere σ werden die Änderungen von β' teilweise dadurch ausgeglichen, daß jedem $+\sigma$ ein $-\sigma$ infolge Symmetrie der Wellen entspricht und bei einer etwaigen Zunahme von β' im einen Fall meistens eine Abnahme im anderen Fall eintritt. Im Mittel unterscheidet sich β' nicht sehr von β.

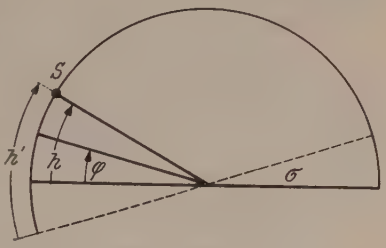


Abb. 1. (Siehe Text)

Für Dünungswellen (Sinuswellen mit $\sigma_{max} = \pm 8{,}5°$) ändert sich β' sicherlich kaum gegenüber Ruhigwasser. Das Verhältnis $H_\perp : H_{||}$ bleibt daher praktisch unverändert. Es tritt daher zu einer etwaigen Änderung des Reflexionskoeffizienten infolge Änderung von φ' keine zusätzliche infolge Änderung der Polarisation hinzu. D. h., wenn bei ruhigem Wasser die Polarisation berücksichtigt war, muß man diese nicht neuerlich bei Berechnung der Änderung des Reflexionskoeffizienten an der Welle berücksichtigen, sondern kann das Himmelslicht nun als unpolarisiert betrachten. Den Einfluß der Dünungswellen auf den Reflexionskoeffizienten fand Soret [*15*] sehr klein und 5% nicht übersteigend. Die Wirkung der Sinuswelle auf die Reflexion der Himmelsstrahlung ist aber noch viel geringer als auf die der Sonnenstrahlung, da ja erstere viel gleichmäßiger über den Himmel verteilt ist, als letztere. Es können aus diesem Grund sicherlich nur Mittelwerte, die nahe an Null liegen, erreicht werden.

Für Sturmwellen (Mitchell-Wellen), bei denen Wellenlänge: Wellenhöhe = 1 : 7 bis 1 : 20 und die auch eine andere Form haben Lauscher [*10*b], Abb. 8) muß schon mit einer Änderung von β' gerechnet werden. Die hiedurch auftretenden Änderungen des Reflexionskoeffizienten infolge verändertem $H_\perp$ und $H_{||}$ können aber nur gering sein, da ja die maximale Änderung des Reflexionskoeffizienten bei Betrachtung mit und ohne Polarisation (Tabelle 4, letzte Spalte) nur ca. 8% des Wertes ausmacht. Mit einer merklichen Änderung des Reflexionskoeffizienten bei Mitchell-Wellen gegenüber ruhigem Spiegel muß aber gerechnet werden (Lauscher [*10*b], S. 189), jedoch kann auch hier die maximale Änderung nur einen Bruchteil der Extremwerte betragen.

Diskussion einiger neuerer Arbeiten über Reflexion an Wasserflächen der Polarisation

Griesseier: „Zur Reflexion der Strahlung an einer unbewegten Wasseroberfläche“ [7a]. Diese Arbeit ist im großen und ganzen überholt, da die in ihr verwendete Formel der Reflexion $R\ (Z,\ n = 1{,}33) = a + b \cdot e^{cZ}$ (a, b und c sind empirische Konstante) zu ungenau ist und dadurch eine Reflexion eines gleichmäßig diffusen Himmelslichts von 5,6% erhalten wird, worauf Griesseier in [7d] hinweist.

Griesseier: „Über die Reflexion der diffusen Himmelsstrahlung an einer unbewegten Wasseroberfläche“ [7d]. Der Autor gibt in dieser Arbeit eine sehr nützliche Tabelle für die Reflexion an Wasserflächen, die einer Verteilung des Himmelslichts in der Form $i\ (z) = i\left(\frac{\pi}{2}\right)\ (1 + k \cos z)$ entspricht, wobei für k Werte von 0—3 und Horizonteinengungen bis 40° angenommen werden. Die Berechnung wird geschlossen durch Einsetzen in die exakten Reflexionsformeln nach Fresnel und nachfolgende Integration durchgeführt. Die Strahlung wurde unpolarisiert angenommen.

Griesseier: „Zur Reflexion der direkten Sonnenstrahlung an einer bewegten Wasseroberfläche“ [7b]. In dieser Arbeit werden Formeln für die genauen Reflexionspunkte an einer Dünungswelle und die an diesen Reflexionswellen bestehenden Neigungs- und Einfallswinkel und Reflexionskoeffizienten abgeleitet, und für Sonnenhöhen von 45°, 60° und 75° tabellarisch festgehalten. Weiters wird auch die Entfernung der Reflexionspunkte vom Beobachter im Vielfachen der Wellenlänge λ der Wasserwellen ausgedrückt. Die Beobachtungshöhe wird $3\,\lambda$ über dem Wasser angenommen, und es werden weiters alle diese Berechnungen für vier um $\lambda/4$ voneinander verschiedene Lagen der Welle in bezug auf den Beobachter durchgeführt, u. zw. für parallel und senkrecht zur Schrichtung streichende Wellen. Wenn man Mittelwerte über die Reflexionskoeffizienten in diesen Tabellen bildet, so zeigt sich auch hier ein nur geringer Einfluß der Welle auf die Reflexion.

Griesseier: „Über den Einfluß der Horizontabschirmung auf die Reflexion des diffusen Tageslichts an einer unbewegten Wasseroberfläche“ [7c]. Diese Arbeit krankt an demselben Fehler wie [7a]. Die theoretischen Formeln stimmen, nur die numerische Ausrechnung ergibt für geringe Horizontabschirmung zu niedrige Werte.

O. Czepa: „Über die spektrale Reflexion der Globalstrahlung an Wasseroberflächen“ [4a]. In dieser Arbeit verwendet der Autor auch die ungenaue Formel $R\ (z) = a + b \cdot e^{cz}$. Weiters wird nur die Sonnenstrahlung von der Wellenlänge λ abhängig angenommen. Die Himmelsstrahlung wird nach einer Näherungsformel von Moon und Spencer angenommen, welche richtig $i_\lambda(z) = i_\lambda\left(\frac{\pi}{2}\right) \cdot (1 + m \cos z)$ heißen sollte, in dieser Arbeit als $i_\lambda\ (z) = i_\lambda\ (O) \cdot f \cdot (1 + \mathrm{m} \cos z)$ falsch zitiert wird. $i_\lambda\ (O)$ wäre in dieser Gleichung nur ein Proportionalitätsfaktor. Czepa gibt weiters eine kurze Tabelle für Reflexionsfaktoren unter der

Annahme verschiedener f und m, welche nach *Dirmhirn* zitiert ist, jedoch offenbar eine richtige Formel zur Grundlage hat. Interessant ist ein Kurvendiagramm, welches die spektrale Albedo für verschiedene Sonnenhöhen angibt, welches offenbar nach Messungen von Sauberer und Kimball gezeichnet wurde.

O. Czepa: „Über die Extinktion des diffusen Tageslichts im Wasser" [*4*b]. Der Autor kommt in dieser Arbeit zu dem vollkommen irrigen Schluß, daß 1. die gleichmäßig diffuse Himmelsstrahlung nach dem Eindringen ins Wasser sich infolge Brechung zum Lot um 157% erhöht, und daß 2. die unter großem Winkel einfallenden Strahlen im Wasser stärker seien, als die zenitnahen. Daß Punkt eins falsch ist, sieht man auch ohne alle Mathematik, da ja damit das Energieprinzip verletzt wäre. Unter Verwendung derselben Bezeichnungen wie bei Czepa, $\vartheta' =$ Einfallswinkel in Luft, $\vartheta =$ Zenitabstand des gebrochenen Strahls, $\omega' =$ Raumwinkel in Luft, $\omega =$ Raumwinkel in Wasser, $\varepsilon_\lambda =$ Extinktionskoeffizient im Wasser, $g\ (\vartheta) =$ der ins Wasser eintretende Bruchteil der ankommenden Strahlung, $H_z =$ Himmelsstrahlung aus Raumwinkel 1 in Tiefe z, ergibt sich unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die Intensität der Strahlung im Wasser um den Faktor $\cos \vartheta'$ sec ϑ verkleinert wird. (Siehe z. B. Lauscher [*10*a, c]). Wenn man also die in dieser Arbeit angeführten Formeln mit obigem Faktor multipliziert, erhält man $\Delta H_z = n^2 i e^{-\varepsilon_\lambda z \sec \vartheta}\ g\ (\vartheta)\ \Delta \omega$ und nicht $\Delta H_z = n^2 i \psi\ (\vartheta)\ e^{-\varepsilon_\lambda z \sec \vartheta}\ \Delta \omega$, $\psi\ (\vartheta) = g\ (\vartheta)\ \frac{\cos \vartheta'}{\cos \vartheta}$ wie in dieser Arbeit angegeben.

Es ist also die räumliche Herkunft von H_z abgesehen von der Absorption und von $g\ (\vartheta)$ gleichmäßig über ϑ verteilt. Infolge der stärkeren Reflexion der unter großem Einfallswinkel auftreffenden Strahlen werden die Randstrahlen von vornherein stärker geschwächt, weiters aber auch infolge des längeren Weges im Wasser, was ja auch der Verfasser angibt. Die diffuse Strahlung bleibt selbstverständlich auch nach dem Eindringen ins Wasser infolge von cos ϑ' sec ϑ in ihrer Wirkung auf die Horizontale unverändert. Sämtliche weiteren Gleichungen und Folgerungen, welche aus obiger falscher Gleichung abgeleitet wurden, sind dadurch unrichtig. Interessant ist lediglich eine nach Young zitierte Tabelle, welche für verschiedene $\varepsilon_\lambda z$ die mittlere Weglänge der diffusen Himmelsstrahlung angibt. In dieser Tabelle ist auch die fiktive Sonnenhöhe, welche dieselbe Weglänge wie die mittlere Weglänge der diffusen Himmelsstrahlung im Wasser hat, angegeben.

V. Burt: "A Note on the Reflection of Diffuse Radiation by the Sea Surface" [*2*]. Interessant ist in dieser kurzen Arbeit eine Tabelle von Reflexionsmessungen unter Stratuswolken, welche Reflexionskoeffizienten bis 10,5% ergeben, die nur auf eine stärkere Zunahme der Himmelshelligkeit in Horizontnähe zurückzuführen sind. Burt weist auch auf einen Irrtum Schmidts hin, auf den jedoch schon früher Lauscher [*10*b, c] hingewiesen hat. Am Ende dieser Arbeit befindet sich ein sehr gutes Literaturverzeichnis.

Dietze: „Die Polarisation des Himmelslichts in der getrübten Atmo-

sphäre" [6]. Der Autor stellte für eine zweischichtige Modellatmosphäre, deren unterer Teil getrübt ist, und deren oberer Teil ungetrübt ist, unter diversen Vereinfachungen, Gleichungen für die Polarisation an einem beliebigen Himmelspunkt auf. Er geht ähnlich wie Linke ([11] S. 266, 343) von einer erweiterten Rayleigh-Extinktionsformel aus, indem er in dem Exponenten der e-Funktion $a \cdot M$ durch $a \cdot M \cdot T$ ersetzt. (a = Rayleigh-Extinktionskoeffizient, M = wahre durchstrahlte Luftmasse, T = Trübungsfaktor). Die Streufunktion der Luft zerlegt er in die Streufunktion der Trübungsteilchen σ, für die er verschiedene konstante Werte setzt, und in die Rayleigh-Streufunktion γ der reinen Luft. Für P_L, die Polarisation der reinen Luft, verwendet er eine Formel von Tichanovsky, welche für eine Rayleigh-Atmosphäre gilt, jedoch eine optische Anisotropie der Luftmoleküle, einen Erdbodenreflex und eine sekundäre Diffusion berücksichtigt. Für P_T, die Polarisation der trübenden Teilchen setzt er auch verschiedene konstante Werte. Dietze gibt am Ende seiner Arbeit Tabellen der maximalen Polarisation in Abhängigkeit von σ, P_T und T für verschiedene Sonnenhöhen und verschiedene Höhenerstreckung der trübenden Bodenschicht. Er gibt auch eine interessante Zusammenstellung einiger Messungen der Streufunktion getrübter Luft. Seine Ergebnisse scheinen relativ gut mit der Erfahrung übereinzustimmen.

Literatur

1. Abbot und Fowle: Ann. Astroph. Obs. Smiths Inst. II.
2. W. V. Burt: A Note on the Reflection of Diffuse Radiation by the Sea Surface, Am. Geophys. Un., (1953) **34**, Nr. 2.
3. F. Busch und Chr. Jensen: Tatsachen und Theorien der atmosphärischen Polarisation, Jahrb. Hamburger Wiss. Anstalten, **28** (1912).
4. O. Czepa: a) Über die spektrale Reflexion der Globalstrahlung an Wasseroberflächen. Acta Hydrophys. **I**, Heft 4 (1954).
   – b) Über die Extinktion des diffusen Tageslichts im Wasser. Z. f. Meteorol. **7**, 58 (1953).
5. C. Dorno: Himmelshelligkeit, Himmelspolarisation und Sonnenintensität in Davos, 1911—1918. Abhandl. Preuß. Met. Inst. **6** (1919).
6. G. Dietze: Die Polarisation des Himmelslichts in der getrübten Atmosphäre. Abhandl. d. Met. u. Hydr. Dienstes d. DDR, **IV**, Nr. 28 (1954).
7. H. Grieseier: a) Reflexion der Strahlung an einer unbewegten Wasseroberfläche. Z. f. Meteorol. **6**, 53 (1952).
   – b) Zur Reflexion der direkten Sonnenstrahlung an einer bewegten Wasseroberfläche. Acta Hydrophys. **I**, 107 (1953).
   — c) Über den Einfluß der Horizontabschirmung auf die Reflexion des diffusen Tageslichts an einer unbewegten Wasseroberfläche. Gerlands Beitr. Geophys. **63**, 162 (1953).
   — d) Über die Reflexion der diffusen Himmelsstrahlung an einer unbewegten Wasseroberfläche. Acta Hydrophys. **II**, Heft 2 (1954).
8. Chr. Jensen: Die Polarisation des Himmelslichts. Handb. d. Geophys. **VIII**, Kap. 9, Berlin 1943.

9. H. H. Kimball: Zit. bei Ch. Maurain, Etude pratique des Rayonnem, Paris 1937.

10. F. Lauscher: a) Zur Strahlungstheorie der Hydrosphäre, Sitz. Ber. Akad. d. Wiss. Wien, Abt. IIa, **155**, H. 7 u. 8 (1947).
— b) Sonnen- und Himmelsrichtung im Meer und in Gewässern. Arch. Met. Geophys. Biokl. Serie B, **IV**, 168 (1952).
— c) Sonnen- und Himmelsstrahlung im Meer und in Gewässern, Handb. d. Geophys. **VIII**, Kap. 12 (1955).

11. F. Linke: Handb. d. Geophys. **VIII**, Kap. 1—7 (1942/43).

12. A. Peppler: Beitr. Phys. fr. Atmosph. **16**, 180 (1930).

13. Pernter-Exner: Meteorologische Optik, 2. Aufl. 1922.

14. Schramm: Kieler Diss. 1912.

15. Ch. Soret: Arch. des sciences phys. et natur, **40**, 530 (1897).

551.461.2

Zur Geophysik der eustatischen Schwankungen des Meeresspiegels

Von

G. J. Heinsheimer

Merlo, F. C. N. Sarmiento, Prov. de Buenos Aires, Argentinien

Zusammenfassung. Es ist bekannt, daß die mittlere Höhe des Meeresspiegels abhängig ist von der Menge des jeweils auf der Landoberfläche unseres Planeten angesammelten Eises. Die durch den Wechsel dieser Menge verursachten Schwankungen des Meeresspiegels sind aber nur überlagert einer anderen Kurve, welche ein ständiges Absinken des Meeresspiegels seit dem Eoquartär anzeigt. Die Ursache dieser Erscheinung könnte entweder eine Vertiefung der Meeresbecken oder das Entweichen von Wasserstoff aus unserer Erdatmosphäre sein. Einige neuere Mitteilungen über Schwankungen des Meeresspiegels werden untersucht.

Summary. It is well known, that the mean sea-level is dependent of the volume of glacier ice simultaneously stored over the continents of our planet. But the oscillations of that level motivated by changes of the ice accumulation correspond to a curve superposed over another one, that shows an uninterrupted descent of the sea-level since the beginning of the pleistocene epoch. The phenomenon may be due to a deepening of the oceans or to the escape of hydrogen from the Earth's atmosphere into the interstellar space. Moreover some new informations referring to changes of the sea-level are examined.

Résumé. On sait que le niveau moyen des mers dépend de la quantité de glace répartie à la surface solide de la Terre. Mais les variations de niveau ainsi produites se superposent à un abaissement constant du niveau moyen depuis le début du quaternaire et dont la cause peut être soit un approfondissement des bassins océaniques, soit l'apauvrissement en hydrogène de notre atmosphère. Quelques nouvelles informations sur les variations du niveau de la mer sont examinées.

Resumen. Es bién conocido que el nivel de la superficie de los océanos depende del volumen de hielo acumulado sobre los continentes de nuestro planeta. Pero a las oscilaciones de este nivel motivadas por el cambio de las masas glaciales, corresponde solamente una curva superpuesta sobre otra,

que marca un descenso ininterrumpido del nivel de los mares, que se inició ya en el principio de la época cuartaria. La causa de este fenòmeno del descenso del nivel puede ser una profundizaciòn de las fosas oceânicas o el escape al espacio interestelar de hidrògeno desde la atmòsfera terrestre. Ademàs se examinan algunas informaciones recientemente publicadas sobre oscilaciones del nivel marino.

I. Glazial-eustatische Schwankungen des Meeresspiegels

Der nordamerikanische Geologe C. E. Dutton hat 1888 den Begriff der *Isostasie* in die Wissenschaft eingeführt, um damit das jedem Himmelskörper inwohnende Streben nach einem Gleichgewichte der Lagerung seiner Masse zu kennzeichnen. Demgegenüber prägte E. Suess den Ausdruck *Eustasie*, der sich auf Schwankungen der Höhe des Meeresspiegels bezieht, die sich aus Änderungen der vorhandenen Wassermassen oder der Aufnahmefähigkeit der Meeresbecken ergeben.

Bei Bildung großer Eismassen während einer Eiszeit müssen beide Vorgänge auftreten, da die in die feste Phase überführten Wassermengen letzten Endes vom Weltmeere geliefert werden müssen und dessen Spiegel absenken. Damit wird aber der Druck auf den verhältnismäßig kleinen Untergrund der Gletscher stark vergrößert; der auf den Meeresboden, der sich rasch über die ganze Ausdehnung der Weltmeere verteilt, dagegen verringert. Während aber das Sinken des Meeresspiegels und der neubelasteten Erdscholle der Bindung der Wassermassen unmittelbar oder doch sehr schnell (im geologischen Sinne) folgt, ist der Ausgleich der nun entstandenen Belastungsverteilung im Inneren der Erde sehr viel langsamer, gleichgültig in welcher Tiefe er erfolgen möge. P. Woldstedt [*31*] charakterisiert die beiden Vorgänge sehr zutreffend als elastische und plastische Reaktion der Erdkruste.

Ganz ähnlich, nur mit umgekehrten Vorzeichen, muß auch die Auflösung einer Kontinentalvereisung erfolgen. Die Dauer des Entstehens und Vergehens einer solchen wird für gewöhnlich unterschätzt; P. Groeber [*10*] nimmt an, daß dafür mindestens je 10.000 Jahre erforderlich sind.

Der Zusammenhang zwischen der als Eis gebundenen Wassermenge und der Höhe des Meeresspiegels wurde bereits von Ch. Maclaren (1842; zit. [*31*]) erkannt. Aber erst die Arbeiten R. A. Dalys (besonders [*5*] und [*6*]) haben diesen Gedanken verbreitet und zur herrschenden Anschauung gemacht. Obwohl also diese Hypothese bereits auf über ein Jahrhundert zurückblicken kann, ist sie noch keineswegs in allen Einzelheiten gesichert. Das größte Rätsel bilden dabei die seit dem Tertiär abnehmenden Spiegelhöhen der Meere, denen die durch Eiszeiten und Zwischenzeiten bedingten glazial-eustatischen Schwankungen offensichtlich nur überlagert sind (vgl. F. E. Zeuner [*32*]).

Eine sehr gute Zusammenfassung der einschlägigen Beobachtungen finden wir bei Woldstedt [*31*], woraus uns vor allem die den Wärmezeiten entsprechenden, aus der Lage der alten Strandterrassen ermittelten Hochstände des Meeresspiegels interessieren. Sie sind:

1. Die calabrische Strandfläche[1] ..... 180 m ü. N. N.
2. Die sizilische Strandfläche ..... 100 m „
beide im Frühquartär,
3. die Milazzo-Strandfläche ..... 60 m „
in der Günz-Mindel-Zwischeneiszeit
4. die thyrrenische Strandfläche ..... 30 m „
im großen Interglazial,
5. die Monastir-Strandfläche ..... 20 m „
in der Riß-Würm-Zwischeneiszeit, endlich
6. die Tapes- oder Nizza-Strandfläche ..... 5 m „
während des postglazialen Temperaturoptimums.

Die heute auf der Erde vorhandene Eismenge wird sehr verschieden berechnet (vgl. [*11*]). Die große Unbekannte dabei ist die Mächtigkeit der Eisbedeckung des antarktischen Kontinents, deren Oberfläche 85,25% aller Gletscherflächen erreicht; während das grönländische Inlandeis 11,31% der vergletscherten Fläche, dank den Forschungen der französischen Polarexpeditionen [*12*] kaum mehr größere Überraschungen bringen kann. Alle anderen Gletscher mit zusammen 3,44% der Gletscherfläche bleiben in diesem Zusammenhang ohne Bedeutung.

Um nur einige Vermutungen über die durchschnittliche Tiefe des antarktischen Eises anzuführen, nennen wir [*11*] die Schätzung von

W. Meinardus (1927) mit ..... 1.000 m;
E. Antevs (1929) ..... 1.000 m bis 1.525 m;
W. Ramsay (1930) ..... 1.400 m bis 1.500 m;
R. A. Daly (1934) ..... 1.400 m;
R. F. Flint (1948) ..... 600 m;
A. Bauer (1955) ..... 1.500 m;
H. P. Kosack (1955) ..... über 1.300 m.

Wenn wir die Extremwerte dieser Liste, 600 und 1.525 m, zugrunde legen, gelangen wir zu einer Gesamtmasse des Gletschereises der Erde von 10,7 und $22{,}7 \cdot 10^6$ km³ Eis oder 9,6 und $20{,}4 \cdot 10^6$ km³ Wasser, deren vollständiges Abschmelzen einen Anstieg des Meeresspiegels um 26,6 m oder 56,5 m bewirken müßte.

Man sieht, daß, selbst wenn wir den höchsten der vermuteten Werte als zutreffend annehmen, kaum die Milazzo-Höhe des Meeresspiegels erreicht werden könnte, während die sizilische fast die doppelte, die calabrische sogar mehr als die dreifache Eismasse erfordern würde.

Wo ist das fehlende Wasser hingekommen? P. Woldstedt [*31*] meint: „Das Fassungsvermögen der Ozeane muß sich vergrößert haben, vielleicht durch Vertiefung der Ozeanböden." Diese Theorie scheint in guter Übereinstimmung mit der beobachteten Hebung der Kontinente, die R. F. Flint [*8*] auf 500 m während des Känozoikums veranschlagt. Nehmen wir die Wasserfläche zu $361 \cdot 10^6$ km², die Landfläche zu

[1] Die Zugehörigkeit der calabrischen Strandfläche zu einer Wärmezeit ist umstritten [*31*].

$150 \cdot 10^6$ km² an, so fallen aus einem Absinken des Meeresgrundes um durchschnittlich 180 — 56 = 124 m oder 180 — 27 = 153 m rund 44,8 oder $55{,}2 \cdot 10^6$ km³ Masse[1] an, die, auf die Festlandfläche verteilt, ihr Aufsteigen um 299 oder 368 m hervorrufen müßte. Die Unstimmigkeit gegenüber den 500 m FLINTS mag daraus erklärt werden, daß das Aufsteigen des Festlandes das ganze Känozoikum in Anspruch nahm, während die Bildung der calabrischen Strandterrasse an den Beginn des Pleistozäns, etwa $90 \cdot 10^6$ Jahre später anzusetzen ist.

Die hauptsächlichste Schwäche dieser Hypothese besteht wohl darin, daß sie, soweit ich sehen kann, durch Beobachtungen eines derartigen Absinkens des Meeresbodens kaum gestützt ist, wohl auch schwerlich gestützt werden kann. Die während des Pleistozäns vorhandenen Landbrücken, die dem eiszeitlichen Menschen den Übergang von Afrika nach Europa, vom europäischen Festland auf die britischen Inseln und von Asien nach Nordamerika ermöglichten, können wohl kaum als Beweis für oder gegen diese Annahme herangezogen werden, ebensowenig wie die längs der kontinentalen Küsten ausgebildeten Landschelfe, da ja beide Formen auf neutralem Gebiete zwischen der gehobenen Oberfläche des Festlandes und dem (hypothetisch) abgesenkten Meeresboden gelegen sind.

Ehe wir auf eine andere, vielleicht wahrscheinlichere Erklärungsmöglichkeit für das besprochene Wasserdefizit eingehen, wollen wir noch einige Äußerungen über eustatische Spiegelschwankungen anführen, die dem Verfasser aus dem jüngsten Schrifttume zur Kenntnis gekommen sind:

F. VERCELLI [*29*] und L. POLLI [*22*] stellten auf Grund der Mareographen-Aufzeichnungen der Welt ein Ansteigen des Seespiegels während der sieben letzten Jahrzehnte um 1,5 mm bzw. 1,1 mm jährlich fest; das entspricht einem Jahreszuwachse von 540 oder 400 km³ Wasser. Demgegenüber nimmt S. THORARINSON [*28*] den jährlichen Anstieg des mittleren Meeresniveaus mit nur 0,5 mm an, entsprechend 180 km³ Wasser. Sir HAROLD SPENCER JONES schreibt [*15*]: "During the past century, however, there has been a shrinkage of glaciers and a rise in sea-level, estimated to be at least 5 cm."

A. BAUER [*3*] berechnet einen jährlichen, den Abtrag übersteigenden Zuwachs des grönländischen Inlandeises von 131 km³ Wasser, der durch einen Verlust von 215 km³ Wasser infolge des Kalbens der Gletscher überkompensiert ist. Grönland liefert dann 84 km³ Wasser jährlich, die ein Ansteigen des Meeresspiegels um 0,23 mm verursachen. Der Rest auf 0,5 mm wird nach THORARINSON von den Gletschern der warmen und gemäßigten Zonen aufgebracht, während die Antarktis anscheinend keinen Beitrag liefere, also im Haushaltsgleichgewicht stünde.

Dazu ist zu bemerken, daß F. PROHASKA [*23*] tatsächlich zu dem

[1] Bei dieser Rechnung wurde zugrunde gelegt, daß die Dichte (Temperatur) der zum Ausgleiche der Gebirgserhebung vom Meeresuntergrunde her abströmenden Massen unverändert geblieben ist. Diese Annahme entspricht jedoch keineswegs den wahrscheinlichen Verhältnissen, da ja die Umlagerung nur durch gewaltige Kräfte verursacht worden sein kann, die geleistete Arbeit aber teilweise in Wärme umgewandelt worden sein muß.

Schluß gelangt, „die Behauptungen, daß es sich bei der auf der Nordhalbkugel zweifellos stattgefundenen Temperaturerhöhung um eine weltweite Erscheinung handle, bedürfen einer Korrektur". In die gleiche Richtung weisen auch die Beobachtungen des Verfassers auf der antarktischen Halbinsel und den ihr westlich vorgelagerten Inseln, wo unmißverständliche Anzeichen einer Zunahme der Vergletscherung festzustellen sind. Dennoch sind die bis jetzt vorliegenden Beobachtungen m. E. nicht zureichend, um einen stationären Zustand für die gesamte Antarktis zu behaupten oder zu verneinen.

Andererseits erscheint es wenig wahrscheinlich, daß auch nur die von Thorarinson angenommene (der Seespiegelerhöhung um 0,2 mm, besser 0,27 mm entsprechende) Wassermenge von 98 km^3 jährlich ausschließlich von den außerpolaren Gletschern, insgesamt etwa 45 766 km^3 Eis = 41 189 km^3 Wasser, beigebracht worden sein soll. Das würde ihren Eisbestand sehr rasch, in 420 Jahren, erschöpfen und das vollständige Abschmelzen müßte noch viel schneller vor sich gehen, wenn wir die von den italienischen Ozeanographen angegebenen Meeresspiegelerhöhungen (Vercelli: Spiegelerhöhung 1.5 mm = Wasserzuwachs 540 km^3, davon von Grönland 84 km^3, Rest 456 km^3; Polli: 1,1 mm = Wasserzuwachs 400 km^3, ohne Grönland 316 km^3) zugrunde legen, nämlich in 90 bzw. 130 Jahren. Diese Daten lassen eher auf ein geringes Defizit des Eishaushaltes der Antarktis schließen.

Kaum aber kann dieses die von H. P. Kosack [*16*] errechnete Höhe von 952,26 km^3 Wasser erreichen, was für sich allein eine Erhöhung des Meeresspiegels um 2,6 mm jährlich hervorrufen würde. Auch der Autor selbst hält diese Zahl nicht mehr aufrecht (briefliche Mitteilung vom 13. Dezember 1956). Eher könnte die Schätzung L. M. Iriarts [*14*] zutreffen, der Kalbungsverluste von 640 km^3 Eis = 550 km^3 Wasser (Dichte also nur 0,86 g cm^{-3}) jährlich einem Zuwachse von 20 bis 50 mm Niederschlag gegenüberstellt, entsprechend 260 bis 650 km^3 Wasser. Das Gleichgewicht würde sich bei etwas über 40 mm durchschnittlicher Niederschlagshöhe ergeben. Weniger glücklich erscheint mir die Vorstellung, daß die Kalbung sich aus einem Vorschube von 250 m Mächtigkeit und 150 m Länge längs der antarktischen Küste von 17000 km ergebe. Auch für die Antarktis dürfte zutreffen, was A. Bauer [*4*] für Grönland nachgewiesen hat, daß nämlich das Inlandeis, ganz ähnlich wie die patagonische Eismasse, durch Eisströme abfließt, deren Betten durch das unterliegende Bergrelief vorgezeichnet sind. Auf diese Weise könnte auch der küstenferne Teil des Inlandeises beitragen, während Iriart annimmt, „daß der Abfluß des Eises gegen das Meer hauptsächlich abhängig sei von den Niederschlägen, die unfern der Küste ausfallen, mit sehr geringem Beitrage des Landesinneren". Unzweifelhaft kommt in der Antarktis auch der Windverdriftung eine sehr beträchtliche Rolle zu, wie das Kosack [*16*] hervorhebt.

Ich möchte diese kurze Erörterung des Wasserhaushaltes der Antarktis, des weitaus überwiegenden Eislagers unserer Erde, mit der Berechnung eines Modells abschließen, einer der unzähligen möglichen Kombinationen

der Aufteilung des beobachteten jährlichen Wasserzuwachses der Weltmeere. Legen wir Pollis Wert von 1,1 mm jährlicher Erhöhung des Seespiegels zugrunde, so erfordert das einen Eisverlust unseres Planeten entsprechend rund 400 km³ Wasser, wovon etwa 84 km³ vom grönländischen Inlandeise bestritten werden. Das ergibt einen Eisabtrag von rund 49 mm über seine gesamte Eisfläche. Nehmen wir den gleichen Verlust für den Rest der Arktis und alle außerpolaren Gletscher an, so erhalten wir weitere 26 km³ Wasser. Wir wollen endlich für die Antarktis einen Verlust von 20 mm Wasser jährlich, bezogen auf die Eisoberfläche, ansetzen, d. h. etwa die von Iriart angenommenen Kalbungs-(+Winddrift-)Verluste bei bloß 20 mm Niederschlag. Wir kommen dann auf insgesamt 370 km³ jährlichen Wasserzuschusses zum jeweiligen Bestande der Weltmeere und es fehlen noch rund 30 km³ oder 0,08 mm Erhöhung des Seespiegels, um zu dem von Polli angegebenen Werte zu gelangen. Diese könnten auch folgendermaßen zustande kommen:

H. U. Sverdrup [*26*] nimmt die Oberfläche der Meere mit $361 \cdot 10^6$ km² ihr Volumen mit $1370 \cdot 10^6$ km³, ihre mittlere Tiefe mit 3795 m an. Die mittlere Temperatur des gesamten Meerwassers wird von O. Krümmel [*24*] mit 3,9°C, die des Oberflächenwassers mit 17,4°C angegeben. Nach N. E. Dorsey [*7*] nimmt die Dichte des Seewassers vom durchschnittlichen Salzgehalte 3,5‰ nach der Zusammenstellung in Tabelle 1 ab, wenn seine Temperatur ansteigt. Wir haben die dieser Änderung der Dichte entsprechenden Meerestiefen (für $t = 3{,}9°\mathrm{C}$; $z = 1{,}370 \cdot 10^6/361 \cdot 10^6 = 3\,795\,014$ km) beigefügt und sehen, daß eine Vermehrung oder Verminderung der Durchschnittstemperatur des Seewassers um 1°C eine Spiegelerhöhung oder -senkung von 30 oder 33 cm hervorruft. Träte die gleiche Änderung aber bei einer Mitteltemperatur von 17,4°C, der Durchschnittstemperatur der Meeresoberfläche, ein, so würde der Seespiegel sogar um 89 cm, d. h. um fast den dreifachen Betrag, steigen oder sinken.

Wir haben gesehen, daß die Erhöhung der Lufttemperatur während der letzten Dezennien bisher auf die Nordhalbkugel beschränkt blieb. Es kann keinem Zweifel unterliegen, daß sie auch das Meerwasser beeinflußt hat. Das wird bewiesen durch das Schiffbarwerden der Nordost- und Nordwestpassage, durch die Verlagerung des Heringszuges nach Norden und andere Beobachtungen. Ferner ist bekannt, daß das Meerwasser der Nordhalbkugel gegenüber dem der gleichen Breiten der Südhalbkugel wärmer ist, also einer stärkeren Ausdehnung durch die gleiche Temperaturerhöhung unterliegt.

Die Lufttemperatur wird aber vom Seewasser nur sehr langsam gegen die Tiefe weitergeleitet. Wir werden daher sehr vorsichtig verfahren und annehmen, daß nur die Hälfte des Meerwassers, von einer Temperatur von 3,9°C, jährlich um 0,0005°C erwärmt wird, also unter gleichbleibenden Verhältnissen um 1°C in 2000 Jahren, was, auf die ganze See bezogen, einer Temperaturänderung um $+2{,}5 \cdot 10^{-4}$°C gleichkommt. Wenn +1°C eine Spiegelerhöhung um 300 mm hervorruft, ist nun eine solche von $3 \cdot 10^2 \cdot 2{,}5 \cdot 10^{-4} = 0{,}075$ mm zu erwarten, also soviel wie gegenüber dem Wert von Polli noch fehlt.

Es sei nochmals betont: Es soll keineswegs behauptet werden, daß das berechnete Schema tatsächlich der beobachteten glazial-eustatischen Schwankung des Meeresspiegels entspricht; es soll vielmehr nur eine Vorstellung davon vermittelt werden, wie diese allenfalls zustande kommen könnte.

Wir wollen uns jetzt aber der schon früher angedeuteten Frage zuwenden, ob das starke Absinken des Meeresspiegels seit dem Eoquartär (calabrische Strandfläche) nicht auch ohne die Annahme einer Vertiefung der Meeresbecken (oder neben dieser) erklärt werden könnte.

II. Das Entweichen von Gasen der Erdatmosphäre in den Weltraum

M. Nicolet gibt in einer Arbeit [*20*] einen schematischen Querschnitt des Aufbaues der Erdatmosphäre, der in etwa 450—500 km Höhe eine Unstetigkeitsfläche zeigt, welche die Thermosphäre von der ihr überlagerten Exosphäre, der äußersten Schale der Erdatmosphäre, trennt.

Diese Unstetigkeitsfläche nennen wir mit Nicolet die „kritische Höhe — critical level". Sie verdient diesen Namen vollauf, denn sie wird definiert als die Höhe, in welcher der mittlere freie Weg der Atom- und Molekularbewegung infolge der Temperaturzunahme der örtlichen Höhenstufe[1] gleich wird. Da hier, wegen der sehr geringen Konzentration der Partikel, die Zahl der Zusammenstöße unbedeutend wird, muß ein beträchtlicher Teil der vorhandenen Atome oder Moleküle in den Weltraum entweichen.

Trotz der von den USA. mit großem Aufwand betriebenen Erforschung der hohen Schichten der Atmosphäre — bis August 1954 lagen die Ergebnisse von 225 Raketenabschüssen vor [*30*] — sind die vorhandenen Daten noch unzureichend, um die nur bis 220 km Höhe vorliegenden Druckmessungen für größere Höhen zu extrapolieren. Es wurden daher verschiedene als möglich erachtete Modelle des Aufbaues der Atmosphäre berechnet.

---

[1] Als Höhenstufe (scale height) wird definiert:

a) Bei vollständiger Luftmischung, also gleichbleibender Zusammensetzung und mittlerer Molekularmasse der Gase,

$$H = kT/mg \qquad (1);$$

b) für eine Region, in der Diffusionsgleichgewicht herrscht,

$$H = \sum \frac{H_j}{n_j/n} \qquad (2).$$

In diesen Gleichungen bedeuten:

k = die Boltzmann-Konstante,
T = die Temperatur in °K,
m = die Molekularmasse
g = die Schwerebeschleunigung,
n = die Molekularkonzentration,
H_j und n_j = die Höhenstufe und Konzentration der einzelnen Bestandteile der zutreffenden atmosphärischen Schicht.

Aus den Beobachtungen scheint hervorzugehen, daß unter diesen ein Modell zu bevorzugen ist, das turbulente Mischung und gleichmäßige Zusammensetzung der Atmosphäre bis 160 km Höhe vorsieht; von da an ist Dissoziation und Diffusion mit einer linear zunehmenden Höhenstufe anzunehmen. NICOLET [*20*] gelangt so zu den nachstehenden Angaben für die Höhe von 450 km (kritische Höhe):

Atmosphärisches Gemisch:
Höhenstufe ..... 109,7 km,
Druck ..... $5{,}18 \cdot 10^{-9}$ mm Hg,
Temperatur ..... 1866° K,
atomarer Sauerstoff O:
Höhenstufe ..... 114 km,
Konzentration ..... $1{,}54 \cdot 10^{7}$ cm^{-3},
molekularer Stickstoff N_2:
Höhenstufe ..... 65,1 km,
Konzentration ..... $1{,}43 \cdot 10^{6}$ cm^{-3}.

Sollte jedoch das Diffusionsgleichgewicht erst in größerer Höhe, etwa in 200 km, beginnen oder ein höherer Gradient der Höhenstufe, etwa 0.25 statt 0,2, zutreffen, so würde die kritische Höhe um 50 km nach ab- oder aufwärts verschoben werden. Im ersteren Falle wäre eine konstante Temperatur von 1600 °K, im letzteren eine solche nicht unter 2300 °K bis zu den größten Höhen anzunehmen.

Das Problem des Abströmens von Bestandteilen der Atmosphäre in den Weltraum wurde von L. SPITZER [*25*] behandelt. Er berechnete die Anzahl der Jahre, während deren Ablauf ein in der Erdatmosphäre vorkommendes Gas um den Faktor e, die Basis der natürlichen Logarithmen, vermindert wird, für die Elemente H, He, N und O und für Temperaturen der kritischen Höhe von 500, 1000 und 2000 °K, wozu wir, auf Grund einer graphischen Interpolation, noch die Werte für T = 1500 °K beigefügt haben (Tab. 2).

Unter verschiedenen möglichen Gesetzmäßigkeiten, die der Bedingung SPITZERS:

$$n_{t_c} = n_o \cdot e^{-1} \tag{3}$$

genügen, nehmen wir an:

$$n_{t_x} = n_o \cdot e^{-\frac{t_x}{t_c}} \tag{3a}$$[1]

[1] Die Gleichung (3a) ist nur der Spezialfall $p = 1$ einer allgemeineren Gleichung

$$n_{t_x} = n_o \cdot e^{-\left(\frac{t_x}{t_c}\right)^p} \tag{3c},$$

aus der sich für $t_x > t_c$ und für $p < 1$ kleinere,
für $p > 1$ größere Werte von n_{t_x} ergeben, als aus (3a).

Eine andere Gleichung, die der Bedingung (3) entspricht und sehr viel kleinere Werte liefert, ist

$$n_{t_x} = n_o \cdot e^{-\frac{\log t_x}{\log t_c}} \tag{3d}.$$

oder, in der umgekehrten Richtung angewandt:

$$n_o = n_{t_x} \cdot e + \frac{t_x}{t_c} \qquad (3\,b),$$

woraus für $t_x = t_c$ sich die Gleichung (3) ergibt.

In diesen Gleichungen bedeuten n_o, n_{t_c} bzw. n_{t_x} die Anzahl oder gesamte Masse der vorhandenen Atome oder Moleküle eines Elementes zu den Zeiten 0, t_c bzw. t_x, wo t_c die Anzahl der Jahre anzeigt, nach deren Ablauf sich anstatt n_o nur noch $n_o \cdot e^{-1}$ Einheiten vorfinden.

Nach Tabelle 3 ist der gegenwärtige He-Bestand[1] der Atmosphäre in Atomen pro cm² der Erdoberfläche $1.667 \cdot 10^{20}$. Rechnen wir die geologische Periode der Erde zu $2 \cdot 10^9$ Jahren, so würde das für eine Temperatur der kritischen Höhe $T = 2000$ °K einen ursprünglichen Stand einschließlich der Neubildung ergeben von

$$n_o = 1{,}667 \cdot 10^{20} \cdot e^{-\frac{2 \cdot 10^9}{2{,}4 \cdot 10^7}} = 1{,}667 \cdot 10^{20} \cdot e^{83{,}3} = 3{,}7 \cdot 10^{56}\ \mathrm{cm}_e^{-2}.$$

In Masse umgerechnet sind das $2{,}34 \cdot 10^{33}$ g cm_e^{-2}, eine Masse pro cm² der Erdoberfläche, welche die gesamte Sonnenmasse übertrifft, also ein ganz unmögliches Ergebnis. Wenn unsere Gleichung (3b) zu Recht besteht, muß der t_c-Wert größer sein, als der von Spitzer für $T = 2000$ °K errechnete.

Wir haben das Beispiel des Heliums zuerst herausgegriffen, weil dafür Schätzungen bestehen. F. A. Lindemann [18] berechnete die Bildung von He-Atomen während der geologischen Zeit auf $6 \cdot 10^{21}\ \mathrm{cm}_e^{-2}$; F. A. Paneth [21] den gegenwärtigen Bestand auf $5 \cdot 10^{20}$, das ist das Dreifache des von G. E. Hutchinson [13] (vgl. Tab. 3) angenommenen Wertes, jedoch von der gleichen Größenordnung 10^{20}. Aus diesen beiden Zahlen können wir den zutreffenden t_c-Wert bestimmen:

$$5 \cdot 10^{20} = 6 \cdot 10^{21} \cdot e^{-x}$$

$$x = 2{,}5 = \frac{2 \cdot 10^9}{t_c}$$

$$t_c = 8{,}0 \cdot 10^8$$

Dieser Wert stimmt mit dem in Tabelle 2 für Helium und $T = 1500$ °K interpolierten überein. Da auch D. R. Bates [2] den Wert für die angegebene Temperatur der kritischen Höhe als zutreffend bezeichnet, beweist das zugleich, daß auch er der Berechnung eine Gleichung ähnlich unserer Gleichung (3a) zugrunde gelegt hat.

Wir gelangen auf Grund dieser Überlegungen zu dem Schlusse, daß im geologischen Zeitraume nicht weniger als $60 \cdot 10^{20} - 5 \cdot 10^{20} = 55 \cdot 10^{20}$, also $^{11}/_{12}$ des in der Atmosphäre vorhanden gewesenen Heliums, in den Weltraum entwichen und nur $^1/_{12}$ davon zurückgeblieben ist.

Schon aus dem Vergleiche der den verschiedenen Elementen entsprechenden t_c-Werte ergibt sich, daß — im Gegensatze zum Helium —

[1] Wir wollen künftig nach K. Kalle das Symbol cm_e^{-2} an Stelle von cm² der Erdoberfläche gebrauchen. F. A. Paneth [21] hat den Heliumvorrat der Atmosphäre etwas abweichend mit $5 \cdot 10^{20}\ \mathrm{cm}_e^{-2}$ berechnet.

ein Abströmen von Stickstoff und Sauerstoff praktisch nicht stattfindet, weil der Exponent von e kaum von 0 verschieden ist, selbst wenn wir die niedrigeren t_c-Werte für eine Temperatur von 2000 °K zugrunde legen. Wir erhalten für den geologischen Zeitraum

$$\text{für } N \text{ Exponent} = \frac{2 \cdot 10^9}{3{,}9 \cdot 10^{22}} \simeq 5 \cdot 10^{-12};$$

$$\text{für } O \text{ Exponent} = 2 \cdot 10^9 / 10^{26} = 2 \cdot 10^{-17}.$$

Dagegen muß sich Wasserstoff sehr rasch verlieren. Wir wollen auf Grund der Tabellen 2 und 3 eine Berechnung unter Benützung des für $T = 1500$ °K interpolierten t_c-Wertes $3 \cdot 10^3$ zunächst für den Zeitraum der Quartärepoche 10^6 Jahre aufstellen:

$$n_o = n_{t_c} \cdot e^{\frac{16^6}{3 \cdot 10^3}} = n_{t_c} \cdot e^{3{,}3 \cdot 10^2}$$

An Wasserstoff enthält die Atmosphäre gegenwärtig $4{,}3 \cdot 10^{15}$ g Methan CH_4 und $1{,}8 \cdot 10^{14}$ g H_2 Moleküle. Der Wasserstoffgehalt des Methans beträgt demnach $6{,}838 \cdot 10^{38}$ H Atome von der Masse $1{,}139 \cdot 10^{15}$ g. Im Ganzen stehen somit in der trockenen Atmosphäre $1{,}319 \cdot 10^{15}$ g H zur Verfügung, wozu noch der Wasserstoffanteil des atmosphärischen Wasserdampfes kommt, den G. E. Hutchinson [*13*] mit $1{,}3 \cdot 10^{19}$ g annimmt. Daraus fallen weitere $1{,}543\,34 \cdot 10^{18}$ g H an, in Summe also $1{,}544\,66 \cdot 10^{18}$ g.

Wir erhalten damit aus Gleichung (3 b) für den Beginn des Quartärs

$$n_o = 1{,}544\,66 \cdot 10^{18} \cdot e^{10^6/3 \cdot 10^3} = 1{,}544\,66 \cdot 10^{18} \cdot e^{333} = 6{,}4403 \cdot 10^{162} \text{ g H},$$

ein vollständig unmögliches Ergebnis, da diese Menge Wasserstoff die gesamte Sonnenmasse von der Größenordnung $2 \cdot 10^{33}$ g gewaltig überträfe. Selbst der für nur 1000 °K berechnete t_c-Wert $3{,}6 \cdot 10^4$ ergäbe für den—geologisch gesehen kurzen—Zeitraum des Quartärs eine Wasserstoffmenge von $2{,}8 \cdot 10^{30}$ g, immer noch fast das 500fache der gegenwärtigen Erdmasse. Es folgt, daß entweder die Gleichungen (3) oder die von Spitzer berechneten t_c-Werte für Wasserstoff nicht anwendbar sind.

Wie B. Mason [*19*] zeigt, ist unsere Erde dem Weltall gegenüber sehr verarmt an Elementen, die selbst flüchtig sind oder flüchtige Verbindungen eingehen; hierher gehören H, He, C, N, Ne und die übrigen seltenen Gase. Selbst für solche aber führen niedrige t_c-Werte in der Regel zur Berechnung von Vorräten, die weit über die gegenwärtige Erdmasse hinausgehen, wenn wir sie auf die geologische Zeit von $2 \cdot 10^9$ Jahren anwenden.

Es scheint mir allerdings recht fraglich, ob die Zugrundelegung dieses Zeitraumes in diesem Zusammenhang überhaupt zulässig ist, obwohl dies D. R. Bates [*2*] mit Bezug auf Helium erfolgreich getan hat, wie wir gesehen haben. G. E. Hutchinson [*13*] hält die Annahme einer früheren Erdatmosphäre, in der CO_2 spärlich, freier Sauerstoff nicht vorhanden war und Ammoniak NH_3 und Methan CH_4 die Hauptbestandteile bildeten, für allgemein zugegeben. Er setzt das Alter der Metazoa, "well organized manycelled animals with an aerobic metabolism", rein spekulativ, wie

er hervorhebt, auf 10^9 Jahre an, während Thode [27] den aerobischen Stoffwechsel vor $8 \cdot 10^8$ Jahren beginnen läßt.

Wir wollen daher im Folgenden einen anderen Weg versuchen und dabei nur die Quartärepoche ins Auge fassen. Wir erinnern an die Feststellung, daß zu Beginn des Pleistozäns die calabrische Strandfläche einem Meeresspiegel 180 m über dem heutigen Stande entspricht. Diese Höhe könnte, wie wir gesehen haben, auch dann nicht mehr erreicht werden, wenn alles gegenwärtig als Gletschereis[1] gebundene Wasser der Erde dem Weltmeere wieder zugeführt wird; dies würde ein Ansteigen des Seespiegels nur um 26,6 bis 56,5 m hervorrufen. Der Einfachheit halber wollen wir den so möglichen Anstieg mit 30 bis 60 m ansetzen.

Man hat sich viel den Kopf darüber zerbrochen (z. B. [32]) über die Frage, wohin die fehlenden 120 bis 150 m Wasser gekommen seien. Die wahrscheinlichste Antwort ist wohl, daß ihr Wasserstoffgehalt nach und nach der Atmosphäre einverleibt wurde, um den von ihr an den Weltraum abgegebenen Wasserstoff ganz oder teilweise zu ersetzen. Wir wollen diese Hypothese einmal durchrechnen.

Wir vereinfachen die Aufgabe durch die Annahme, daß isostatische und tektonische Bewegungen durch die Änderungen der Höhe des Seespiegels nicht ausgelöst worden seien; wir beschränken ferner die Meeresoberfläche auf ihre gegenwärtige Ausdehnung, $361 \cdot 10^6$ km^2. Beide Annahmen wirken im Sinne einer Verminderung der in Frage kommenden Wassermenge. Wir setzen ferner die Dauer der Quartärepoche mit 10^6 Jahren an und legen eine vollständige Kompensation des H-Verlustes der Atmosphäre aus der Hydrosphäre zugrunde. Endlich setzen wir für die durch das Abschmelzen alles gegenwärtig vorhandenen Gletschereises mögliche Erhöhung des Meeresspiegels 60 m an, eine Kote, die durch die Strandlinien der calabrischen Stufe somit um 120 m überhöht wird. Auch ziehen wir die Wassertemperatur hier nicht in Betracht.

Die verschwundene Wassermenge ist dann $(3{,}61 \cdot 10^{18}) \cdot (1{,}2 \cdot 10^8) = 4{,}332 \cdot 10^{22}$ cm^3 oder, da uns hier die im Wasser gelösten Salze nicht interessieren, $4{,}332 \cdot 10^{22}$ g, bestehend aus $38{,}177 \cdot 10^{21}$ g Sauerstoff und $5{,}143 \cdot 10^{21}$ g Wasserstoff. Nehmen wir wieder den gegenwärtigen Wasserstoffgehalt der Atmosphäre mit $1{,}545 \cdot 10^{18}$ g an, so ergibt sich nach Gleichung (3b)

$$1{,}545 \cdot 10^{18} = 5{,}14455 \cdot 10^{21} \cdot e^{10^6/x} \quad \text{und}$$
$$x = -1{,}448 \cdot 10^5 \simeq -1{,}4 \cdot 10^5.$$

Hess — ohne nähere Angabe erwähnt in [1] — schätzt überdies den Zugang von juvenilem Wasser aus dem Erdinneren auf 1 km^3 jährlich. Das würde während des Quartärs 10^6 km^3 = 10^{21} g Wasser zusätzlich betragen; der Wasserstoffverlust würde sich dadurch von $5{,}143 \cdot 10^{21}$ g um $1{,}187 \cdot 10^{20}$ g auf $5{,}262 \cdot 10^{21}$ g erhöhen. Der t_c-Wert beträgt dann statt $1{,}4 \cdot 10^5$ nur $1{,}239 \cdot 10^5$, rund $1{,}2 \cdot 10^5$ Jahre.

[1] Es sei nur angemerkt, daß im Wasser schwimmendes Eis, also alles Packeis der Polarzonen einschließlich der schwimmenden Eisberge, auf die Höhe des Wasserspiegels nicht einwirkt.

Was aber ist mit dem Sauerstoffanteile — $3{,}8 \cdot 10^{22}$ oder unter Einbeziehung des juvenilen Wassers $3{,}89 \cdot 10^{22}$ g — dieser Wassermenge geschehen? Der Sauerstoff der Erde ist ein recht rätselhaftes Element. G. E. Hutchinson [*13*] stellt für seine Hervorbringung und deren gegenwärtigen Verbleib die nachfolgende Bilanz auf:

Erzeugung		Vorhanden	
durch	10^{20} g	in	10^{20} g
Photosynthese im Überschuß über die Atmung	181	Atmosphäre (freies O)	12
Photolyse von Wasserdampf	59	Sulfate im Meer und in Sedimentgesteinen	47
Bindung durch N	2	Oxydation von Eisen (II) zu Eisen (III)	14
	242		73

Es sind daher $(242\text{-}73) \cdot 10^{20} = 169 \cdot 10^{20}$ g Sauerstoff — 69,8% der gesamten Hervorbringung — nicht nachweisbar und dieser Sachverhalt wird durchaus nicht verbessert, wenn wir die Hervorbringung um 380 oder $389 \cdot 10^{20}$ g vermehren müssen, falls unsere Hypothese zutrifft.

Es ist mir dabei ein Umstand nicht verständlich: Wenn die erste Atmosphäre unserer Erde [*13*] "could not have contained much CO_2, since the Urey equilibrium should be established in the presence of water", so muß doch die Hauptmasse der Erdmeere, heute noch $1370 \cdot 10^6$ km³ oder rund $1{,}3 \cdot 10^{24}$ g Wasser, in der ersten Hälfte der geologischen Periode gebildet worden sein. Warum wurde der dafür erforderliche Sauerstoff nicht in die oben wiedergegebene Bilanz einbezogen?

Ferner: Wenn man dem Gedankengange H. Freimuth's ([*9*] besonders S. 198—201) folgt, könnte Sauerstoff durch Heteromorphie in Fluor F, Schwefel S, Chlor Cl und Argon A umgewandelt werden. Die dafür benötigte Energie könnte durch die kosmische Strahlung von der Energie 10^6 MeV geliefert worden sein. Daß durch sie gerade Sauerstoff, das in der Erdatmosphäre und Erdkruste weitaus am meisten verbreitete Element, am häufigsten getroffen und in die aufgezählten Elemente umgewandelt worden sein könnte, liegt auf der Hand. Inwieweit aber durch solche Vorgänge die Sauerstoffbilanz ausgeglichen werden könnte, vermag ich nicht zu beurteilen.

Wir wollen zu unserem Thema, den eustatischen Schwankungen des Meeresspiegels, zurückkehren: Ist unsere Hypothese zutreffend, daß in den 10^6 Jahren der Quartärepoche 120 m Wasser infolge des Entweichens des darin enthaltenen Wasserstoffes in den Interstellarraum verlorengegangen sind, so sind doch immer noch 3795 m Wasser, bezogen auf die Meeresoberfläche, vorhanden. Selbst wenn die H-Verluste gleichblieben, statt sich nach Gleichung (3a) ständig zu vermindern, so sollte dieser Wasservorrat noch für weitere $31{,}6 \cdot 10^6$ Jahre vorhalten. Außerdem ist es möglich, vielleicht sogar wahrscheinlich, daß das Absinken des Meeresspiegels durch das Zusammenwirken der Vorgänge der beiden von uns behandelten Hypothesen bewirkt wurde, also teils durch

Vertiefung der Meeresbecken und andernteils durch Abgabe von Wasserstoff an die Erdatmosphäre, zum Ersatze des in den Weltraum entwichenen. Das würde unseren Planeten für noch längere Zeit vor dem Schicksale bewahren, an Stelle der gegenwärtigen Erdatmosphäre eine wasserarme zu bilden, wie die des Mars, oder gar eine wasserlose, wie die unseres Zwillingsplaneten Venus.

Der Zweck dieser Arbeit ist es, zunächst der Gletscherkunde eine mögliche Lösung für eines ihrer verwickeltsten Probleme aufzuzeigen. Andrerseits scheint aber auch in der Geo- und Kosmo-Physik das seit dem Beginne des Quartärs eingetretene Wasserdefizit wenig bekannt zu sein.

Tabelle 1. *Dichte c und durchschnittliche Tiefe z des Meerwassers von einem Salzgehalt von 3,5% bei verschiedenen Temperaturen*

t °C	c g cm^{-3}	z m	Δz m
0	1,02 758	3793,796	
			1,552
5	716	5,348	
			2,290
10	644	7,638	
			3,964
15	547	3801,602	
			4,453
20	427	6,055	
2,9	734	3794,682	
			0,332
3,9	725	5,014	
			,296
4,9	717	5,310	
16,4	513	3802,863	
			,890
17,4	489	3,735	
			,891
18,4	465	4,644	

Es bedeuten: t die Temperatur in °C;
c die Dichte in g cm^{-3};
z die aus der Dichte sich ergebende Meerestiefe, $z_{3,9} = 3795{,}014$ m;
Δz der Tiefenunterschied in m.

Die den Wassertemperaturen 2,9, 3,9 °C und 4,9 °C entsprechenden Werte der Dichte sind zwischen denen für 0° und 5 °C; die für 16,4, 17,4° und 18,4° C zwischen denen für 15° und 20° C geradlinig interpoliert.

Tabelle 2. *Entweichen von Gasen aus der Erdatmosphäre.* (*Nach* L. Spitzer [25])

Temperatur °K	t_c-Werte für			
	H	He	N	O
500	$2{,}4 \cdot 10^{7}$	$4{,}2 \cdot 10^{25}$	10^{92}	10^{105}
1000	$3{,}6 \cdot 10^{4}$	$4{,}0 \cdot 10^{13}$	10^{45}	10^{51}
1500	$3 \cdot 10^{3}$	$8{,}0 \cdot 10^{8}$	10^{30}	10^{35}
2000	$1{,}8 \cdot 10^{3}$	$2{,}4 \cdot 10^{7}$	$3{,}9 \cdot 10^{22}$	10^{26}

Die Werte für $T = 1500$ °K sind näherungsweise graphisch interpoliert.

Tabelle 3. *Zusammensetzung der Atmosphäre. Nach* G. E. Hutchinson [*13*]

Gas	Volumen %	Masse			Atom-, Mol.-Anzahl cm^{-2}_e
		10^{20} g	%	g/cm^2_e	
N_2	78,09	38,65	75,51	757,4	$1{,}7532 \cdot 10^{25}$
O_2	20,95	11,84	23,15	232,2	$4{,}706 \cdot 10^{24}$
A	0,93	0,65	1,28	12,8	
CO_2	0,03	0,0235	0,046	0,46	
Ne	,0018	,00064	,00125	,0125	
He	,00052	,000037	,000072	,00072	$1{,}1667 \cdot 10^{20}$
CH_4	,00015	,000043	,000094	,00094	
Kr	,0001	,00015	,00029	,0029	
N_2O	,00005	,00004	,00008	,0008	
H_2	,00005	,0000018	$3{,}5 \cdot 10^{-6}$	,000035	$1{,}053 \cdot 10^{19}$
O_3	,00004	,0000035	$7 \cdot 10^{-6}$	,00007	$9{,}458 \cdot 10^{17}$
Xe	$8 \cdot 10^{-6}$	,000018	$3{,}6 \cdot 10^{-5}$	,00036	
NO_2	10^{-7}	10^{-7}	$2 \cdot 10^{-7}$	,000002	
I_2	$2 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-11}$	10^{-10}	10^{-9}	
Ru	$6 \cdot 10^{-18}$	$2 \cdot 10^{-18}$	$5 \cdot 10^{-17}$	$5 \cdot 10^{-16}$	
	100,003	51,134433	99,988		

Der Wassergehalt der Atmosphäre beträgt etwa $1{,}3 \cdot 10^{19}$ g oder 6,25 g/cm^2_e [*13*].

Literatur

1. Angeleri, E.: Ric. Scient. **26**, 3520 (1956).
2. Bates, D. R.: The physics of the upper atmosphere [*17*], Kap. 12, 576–643.
3. Bauer, A.: Z. f. Glk. u. Glazialgeol., **III**, 119 (1954).
4. Bauer, A.: Glaciologie Groenland II. Paris, 1955.
5. Daly, R. A.: Pleistocene glaciation and the coral reef problem. Amer. J. Sci. (4), 30, 1910.
6. Daly, R. A.: The changing world of the ice age. New Haven, 1934.
7. Dorsey, N. E.: Properties of ordinary water-substance. New York, 1940.
8. Flint, R. F.: Glacial geology and the pleistocene epoch. New York u. London, 1947.
9. Freimuth, H.: Hipótesis acerca del origen termonuclear de los elementos. Rev. Inst. Nac. de Invest. de las Cienc. Nat. **I**, 117–234 (1951).
10. Groeber, P.: Glacial, Tardío y Postglacial en Patagonia. Rev. Museo Munic. Mar de Plata, I, 79–103 (1952).
11. Heinsheimer, J. J.: Los glaciares de la Tierra. Bol. Centro Naval, **73**, 625 (1955).
12. Holtzscherer, J. J. und A. Bauer: Contribution à la connaissance de l'Inlandsis du Groenland. Paris, 1954.
13. Hutchinson, G. E.: The biochemistry of the terrestrial atmosphere. [*17*], Kap. 8, 371–433.
14. Iriart, L. M.: An. Soc. Cient. Arg., **162**, 60 (1956).

15. Spencer Jones, H.: Dimensions and Rotation. [*17*], Kap. 1, 1—41.

16. Kosack, H. P.: Zur Frage des Wasserhaushalts in der Antarktis. Polarforschung **III**, 286—294 (1956).

17. Kuiper, G. P.: The Solar System II, The Earth as a Planet. Chicago, 1954.

18. Lindemann, F. A.: Quart. J. R. Meteor. Soc. **65**, 330 (1939).

19. Mason, B.: The geochemistry of the crust. [*17*], Kap. 6, 258—298.

20. Nicolet, M.: Dynamic effects in the high atmosphere. [*17*], Kap. 13, 644—712.

21. Paneth, F. A.: Quart. J. R. Meteor. Soc. **63**, 433 (1937).

22. Polli, L.: L'attuale aumento del livello del mare lungo le coste del Mediterraneo. Geofis. e Meteor. II, 1954.

23. Prohaska, F.: Zur Frage der Klimaänderung in der Polarzone des Südatlantik. Arch. Met., Geoph. Biokl., B, **III**, 71—81 (1951).

24. Smithsonian Physical Tables, 8. Aufl., Washington, 1934.

25. Spitzer, L.: The atmosphere of the Earth and Planets. Chicago, 1949.

26. Sverdrup, H. U.: Oceanography. [*17*], Kap. 5, 215—257.

27. Thode in H. C. Urey: The planets; their origin and development. New Haven, 1952.

28. Thorarinson, S.: Z. f. Glk. u. Glazialgeol. III, 120 (1954).

29. Vercelli, F.: Livelli marini e sfacelo dei ghiacciai. Ric. Scient. **21**, 497—501 (1952).

30. Whipple, F. L.: Density, pressure, and temperature data above 30 km. [*17*], Kap. 10, 491—513.

31. Woldstedt, P.: Das Eiszeitalter. II. Aufl., I, Stuttgart, 1954.

32. Zeuner, F. E.: Geophysical Discussions. The Observatory **74**, 144—148 (1954).

Heinrich Ficker †

Am 29. April 1957 starb in Wien der emeritierte ordentliche Universitätsprofessor für Physik der Erde und frühere Direktor der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik Dr. Heinrich Ficker.

Ficker wurde am 22. November 1881 als Sohn des Rechtshistorikers der Universität Innsbruck Julius von Ficker in München geboren; seine Mutter war Südtirolerin. Nach seinem in München und Innsbruck absolviertem Gymnasialstudium studierte er an den Universitäten Innsbruck und Wien und promovierte 1906 in Innsbruck zum Dr. phil. 1909 habilitierte er sich dort für das Fachgebiet Meteorologie. Bereits im Jahre 1911 wurde er als a. o. Professor für Physik der Erde an die Universität Graz berufen und 1919 zum o. Professor ernannt. 1923 ging er als o. Professor

für Meteorologie an die Universität Berlin und wurde dort auch Direktor des Preußischen Meteorologischen Instituts. 1937 wurde FICKER als Nachfolger WILHELM SCHMIDTS als Professor für Physik der Erde an die Universität Wien berufen und hier auch zum Direktor der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik ernannt, welche Stellung er bis zu seiner Pensionierung im Jahre 1953 behielt.

Wenn wir uns HEINRICH FICKER's Persönlichkeit und seine Bedeutung für die meteorologische Wissenschaft vergegenwärtigen wollen, so muß bereits die Art, wie er zur Meteorologie gekommen ist, beachtet werden. Einerseits waren es die vom Vater ererbte Liebe zu den Bergen und die Freude am Bergsteigen, die in ihm großes Interesse an allen Naturerscheinungen und insbesondere auch für das Wettergeschehen geweckt haben, und andererseits waren es die meisterhaften Vorlesungen WILHELM TRABERTS an der Innsbrucker Universität, die ihn bewogen, sein bereits begonnenes Studium der Geologie aufzugeben und Meteorologie zu studieren. Die Anregung, überhaupt meteorologische Vorlesungen zu besuchen, gab ihm ein zwei Wochen dauernder Aufenthalt auf dem damals neu gegründeten Zugspitz-Observatorium, wo ihm die Kombinationsmöglichkeit von Bergsteigertum und meteorologischer Wissenschaft zum Bewußtsein kam. Den entscheidenden Ausschlag gaben aber die Vorlesungen TRABERTS, der ihn mit seiner unvergleichlichen Vortragskunst schon im ersten Studienjahr für seine Wissenschaft gefangen genommen hat.

TRABERT war es auch, der FICKER die Anregung zu seiner ersten wissenschaftlichen Arbeit gegeben hat, die ihn ebenfalls wieder ins Gebirge führte und ein gerade für die Alpen sehr wichtiges Problem, nämlich die Untersuchung des Föhns, zum Gegenstand hatte. Für diese Untersuchung hatte er zwischen Innsbruck und Patscherkofel mehrere mit Registriergeräten ausgerüstete Stationen eingerichtet, deren Betreuung ihm Gelegenheit gab, in einem Jahr sechzig Mal den Patscherkofel zu besteigen. Es war dies auch das erste kleinklimatische Beobachtungsnetz in Österreich, das allerdings weniger für klimatologische Beobachtungen gedacht war, sondern in seiner meteorologischen Auswertung FICKER auch zu einer Arbeitsweise führte, die damals neu war, und deren Anwendung ihm auch in der späteren Zeit bedeutende wissenschaftliche Erfolge brachte. Diese Methode bestand darin, daß durch die detaillierte Untersuchung von Einzelfällen Ergebnisse von allgemeiner Gültigkeit gewonnen werden sollten, während bei früheren meteorologischen Untersuchungen meist Bearbeitungen von Mittelwertsbildungen der Beobachtungsdaten oder mathematisch-theoretische Ableitungen zur Anwendung kamen. Die neue Methode hatte den Vorteil, daß man mit dem wirklichen Ablauf des meteorologischen Geschehens unmittelbar und unverfälscht in Berührung kam, sie erforderte aber eine sehr kritische Beurteilung, einen scharfen Blick für das Wesentliche an den zu untersuchenden Vorgängen und eine Kombinationsgabe, die es ermöglicht, aus dem Wirrwarr des Geschehens sozusagen eine einfache aber das Gesetzmäßige erfassende und beschreibende Modellvorstellung abzuleiten. Über alle diese Eigenschaften verfügte FICKER in

hervorragendem Maße und dies befähigte ihn zu den großen Erfolgen in allen seinen Untersuchungen auf seinem eigentlichen Arbeitsgebiet, der Dynamik der Atmosphäre, obwohl er, wie er selbst immer wieder betonte, nicht über das sonst für theoretische Arbeiten benötigte mathematische Rüstzeug verfügte. Ja man könnte annehmen, daß dies vielleicht sogar ein Vorteil für seine Arbeitsweise war, weil er durch die Behandlung von Einzelfällen dem wirklichen Ablauf des Geschehens zwangsweise näher gekommen ist und ihm dabei Einzelheiten auffallen mußten, die einer allgemeinen mathematisch-theoretischen Ableitung vielleicht entgangen oder durch diese verwischt worden wären. Er hat sich damit begnügt, seine Ergebnisse auf induktivem Wege abzuleiten, und hat es anderen überlassen, dazu hinterher, wenn dafür ein Bedarf war, mathematische Theorien zu schaffen.

Durch seine Innsbrucker Föhnuntersuchungen und auch durch die zu diesem Zwecke durchgeführten wissenschaftlichen Ballonfahrten konnte Ficker einen genauen Einblick in das Föhngeschehen gewinnen und das damals viel umstrittene Föhnproblem einer Klärung zuführen. Ficker's Untersuchungen zeigten, daß, während in der Höhe bereits Föhn weht, dem Föhndurchbruch in das Tal in der Regel ein antizyklonales Vorstadium vorausgeht. Erst wenn die Kaltluft durch ein aus Westen kommendes Tiefdruckgebiet abgesaugt wird und talauswärts abgeflossen ist, kann der Föhn in das Tal durchbrechen und sich das stationäre Föhnstadium entwickeln. Der Föhn wird durch den keilförmigen Einschub von an der Rückseite einer Zyklone vordringender Kaltluft zum Erlöschen gebracht. Es konnte auch das Zustandekommen von Föhnpausen erklärt und die Temperaturschichtung in der freien Atmosphäre bei Föhn klargelegt werden. Ficker hat 1942 den neuesten Forschungsstand des Föhnproblems in einer Monographie über Föhn und Föhnwirkungen behandelt; dieses Buch ist 1948 in zweiter Auflage erschienen.

Noch vor Abschluß seiner Studien in Innsbruck kam Ficker 1905 nach Wien als Assistent der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik. Dort arbeiteten damals J. Hann, J. Pernter, F. M. Exner, M. Margules, A. Defant und W. Schmidt, so daß reichlich Gelegenheit zu Gedankenaustausch und zu wissenschaftlichen Anregungen gegeben war. Stärksten Einfluß gewann auf ihn der Theoretiker Max Margules, der ihm auch die Anregung zur Bearbeitung des Transportes kalter Luftmassen über die Zentralalpen auf Grund von Registriermaterial vom Sonnblick und von seinen Talstationen gab. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist in den Denkschriften der Akademie der Wissenschaften erschienen. Es hat nicht nur den Mechanismus der Kaltlufteinbrüche in das Alpengebiet klargelegt, sondern Ficker zur Bearbeitung von Problemen angeregt, die ihn später noch mehr beschäftigen sollten und ihn zu für die Weiterentwicklung der meteorologischen Wissenschaften grundlegenden neuen Erkenntnissen geführt haben. Es sind dies die Probleme der Ausbreitung von Kaltluft- und Warmluftmassen überhaupt. Schon bei der Untersuchung des Transports kalter Luftmassen über den Zentralalpenkamm konnte Ficker zeigen, daß diese Kaltlufteinbrüche keilförmig in Form einer Bö

erfolgen, und er konnte sogar die Neigungswinkel der Grenzflächen dieser Luftmassen bestimmen. Damit war eine Vorstellung gewonnen, die in der späteren Frontentheorie der norwegischen Schule von maßgebender Bedeutung wurde. Noch mehr wurde das frontartige Vordringen verschiedener Luftmassen durch die Untersuchung der Ausbreitung von Wärme- und Kältewellen über Eurasien klargelegt und FICKER hat in dieser Arbeit bereits zehn Jahre vor der Schaffung der Polarfronttheorie durch BJERKNES Fronten gezeichnet und damit die Frontenvorstellung vorweggenommen, ohne allerdings den Ausdruck „Front" zu gebrauchen. Auch den Zusammenhang zwischen Warm- und Kaltfronten mit dem Zyklonenzentrum hat er in dieser Arbeit bereits richtig erkannt. V. BJERKNES hat später in seiner „Physikalischen Hydrodynamik" die Bedeutung der Entdeckung der großen Diskontinuitäten für die Wetterentwicklung, die der Wettervorhersage ganz neue Perspektiven eröffnete, und die Priorität FICKERS ausdrücklich anerkannt.

Während FICKER durch seine Arbeiten über die Ausbreitung der Kälte- und Wärmewellen und durch seine Feststellung der Koppelung zwischen Kälte- und Wärmewellen wichtige Vorarbeiten für die Schaffung des Schemas niedriger Zyklonen geleistet hat, führten ihn seine weiteren Arbeiten zu neuen entscheidenden Entdeckungen, die zunächst in dieses Schema nicht paßten und ihn daher in einen gewissen Widerspruch zur norwegischen Schule brachten. Dieser bestand im wesentlichen darin, daß das Zyklonenschema nur auf das Zusammenspiel von Kalt- und Warmfronten, also auf Vorgänge in der unteren Troposphäre, aufgebaut war, während FICKER zeigen konnte, daß auch Vorgänge in der freien Atmosphäre und sogar in den hohen Atmosphärenschichten von wesentlicher Bedeutung sind und daher das Zyklonenschema nicht allgemeine Gültigkeit besitzt und nicht alle Erscheinungen in so einfacher Weise erklärt werden können.

Zu diesen Ergebnissen kam er durch Untersuchungen, die er in russischer Kriegsgefangenschaft begonnen hatte. Bei einem bei nebeligem Wetter über höherem Auftrag in der belagerten Festung Przemysl gestarteten Ballonflug wurde der Ballon nach Osten abgetrieben und die Besatzung geriet in russische Kriegsgefangenschaft. Nach anfänglicher Gefangenschaft in Taschkent kam FICKER durch Vermittlung des Prinzen KARL VON SCHWEDEN zugleich mit anderen gefangenen Hochschullehrern nach Kasan, wo er an dem dortigen meteorologischen Institut sich mit wissenschaftlichen Arbeiten beschäftigen konnte. Unter anderem begann er eine großangelegte Untersuchung über die Veränderlichkeit des Luftdrucks und der Temperatur in Rußland. Ihre Ausarbeitung und Ergänzung durch Untersuchungen alpiner Stationen nach dem Kriege führten ihn zu der grundlegenden Erkenntnis, daß die Entwicklung einer Depression sich aus zwei Systemen von Druckänderungen zusammensetzt. Dieses miteinander gekoppelte System besteht aus einer oberen, von FICKER als primär bezeichneten Luftdruckschwankung und aus einer unteren als sekundär bezeichneten Druckschwankung; letztere wird durch den Wechsel verschieden temperierter Luftströme in den unteren Schichten der Tropo-

sphäre erzeugt und weist zur oberen Druckschwankung eine Phasenverschiebung auf. Diese Phasendifferenz zwischen beiden Druckwellen ermöglicht es, mit Hilfe des Luftdruckganges auf Höhenstationen den komplexen Luftdruckgang in der Niederung aufzulösen. Dadurch ist es möglich geworden, sechs typische Entwicklungsstadien einer Depression abzugrenzen und für jedes Stadium die zugehörige Kombination von oberen und unteren Druck- und Temperaturänderungen zu bestimmen. Daraus ließ sich ein System von Wetterregeln ableiten, das mit den gleichzeitig an Tal- und Bergstationen beobachteten Druck- und Temperaturänderungen arbeitet und sich in der Wettervorhersage aufs beste bewährt hat. Aus der Vorstellung von der Existenz der oberen primären Druckwellen gelang es Ficker auch, das Zustandekommen der für das mitteleuropäische Wettergeschehen so bedeutungsvollen Genuazyklonen und der Skagerrakzyklonen in einfacher Weise zu erklären.

Ficker konnte zeigen, daß für die Veränderlichkeit des Luftdruckes an einem Ort der gesamte Effekt der primären hohen Luftdruckschwankungen maßgebend ist, während den unteren thermisch bedingten sekundären Schwankungen mehr nur die Rolle einer lokalen Modifikation zukommt. Damit war den Vorgängen in der oberen Troposphäre und in der Stratosphäre ein maßgeblicher Einfluß auf die Wetterentwicklung zugewiesen. Die Feststellung, ob ein Druckanstieg auf troposphärische oder auf stratosphärische Ursachen zurückgeht, ist aber für den Prognostiker sehr wichtig, weil ein stratosphärisch bedingter Druckanstieg in der Troposphäre absteigende Luftbewegungen auslöst und damit Schönwetter bewirkt, während ein durch einen niedrigen troposphärischen Kälteeinbruch verursachter Druckanstieg im allgemeinen von Schlechtwetter begleitet ist. Es wird daher durch diese Unterscheidung klar, warum gleichartige Druckänderungen einmal Schönwetter und ein andermal Schlechtwetter bringen können.

Durch weitere Untersuchungen über die Veränderlichkeit des Luftdrucks in der freien Atmosphäre auf Grund von Ergebnissen hochreichender Registrierballonaufstiege konnte Ficker zeigen, daß der Sitz der hohen Druckwelle wirklich in der Stratosphäre zu suchen ist, und eine eingehende Untersuchung der Entwicklung eines Sturmes in Norddeutschland vom 4. Juli 1928 führte ihn zu der Schlußfolgerung, daß die hohen stratosphärischen Druckwellen sogar imstande sind, die Luftmassenverlagerung in der unteren Troposphäre zu steuern, und er konnte dabei an konkreten Fällen auch zeigen, in welchem Sinne eine solche Steuerung wirkt. Damit war eine grundlegende Erkenntnis über den Einfluß der Stratosphäre auf das Wettergeschehen der Troposphäre gewonnen und die Vorstellung von der stratosphärischen Steuerung als wesentlicher Faktor im Mechanismus des Wettergeschehens hat für die weitere Entwicklung der meteorologischen Wissenschaft eine überragende Bedeutung erlangt. Mit seiner Lehre von dem Einfluß der hohen Atmosphärenschichten auf das Wettergeschehen hat Ficker völlig neue Vorstellungen von den Vorgängen in der freien Atmosphäre und von ihrem Zusammenwirken entwickelt, die nicht nur eine wesentliche Befruchtung der theoretischen Forschung

brachten, sondern sich auch in einer Verbesserung der Wettervorhersage auswirkten und dieser ganz neue Möglichkeiten eröffneten, insbesondere aber die aerologischen Beobachtungen über die durch die im Sinne einer Klimatologie der freien Atmosphäre gelieferten Kenntnisse vom durchschnittlichen Zustand der freien Atmosphäre hinaus auch unmittelbar für die Wettervorhersage praktisch verwertbar machten. Von dieser Möglichkeit konnte allerdings erst nach Einführung regelmäßiger Flugzeugaufstiege oder Radiosondenaufstiege wirklich allgemein auf Grund von Höhenwetterkarten Gebrauch gemacht werden. Darin liegt aber gerade ein besonderer Wert wissenschaftlicher Forschung, daß sie die Grundlagen für praktische Anwendungen vorbereitet, auch wenn die Vorbedingungen für diese noch nicht gegeben sind. FICKER hat durch die Ergebnisse seiner Forschungen auf dem Gebiete der Dynamik der Atmosphäre einer ganzen Entwicklungsstufe seiner Wissenschaft eine neue Richtung gewiesen und ein bestimmtes Gepräge gegeben und sich dadurch den unbestrittenen Rang eines der bedeutendsten Meteorologen des zwanzigsten Jahrhunderts erworben.

Außer den Arbeiten, die mit seinem eigentlichen Lebenswerk im Zusammenhang stehen, war FICKERS wissenschaftliche Tätigkeit auch auf anderen Gebieten der Meteorologie sehr rege und vielseitig. In mehreren Veröffentlichungen behandelte er die Entstehung lokaler Wärmegewitter. In umfangreichen Untersuchungen beschäftigte er sich mit den meteorologischen Verhältnissen der Insel Teneriffa, wodurch er auch mit Problemen der Passat-Zirkulation in Berührung kam. Zu einer Weiterverfolgung dieser Probleme erhielt er durch das umfangreiche aerologische Beobachtungsmaterial der deutschen „Meteor-"Expedition Gelegenheit. Mit diesen Beobachtungsergebnissen untersuchte er die Form und Entstehung der Passatinversion und kam dabei auf ein vollständig neues Passatschema. Energetische Betrachtungen führten ihn zur Erkenntnis, daß in der Passatgrundströmung unterhalb der Passatinversion ungeheure Energiemengen angesammelt werden, die erst in der äquatorialen Kalmenzone ausgelöst werden und im dortigen Wettergeschehen zur Auswirkung kommen. Auch auf klimatologischem Gebiet war FICKERS Tätigkeit sehr fruchtbar. Einer Vorbereitung von bergsteigerischen Expeditionen bzw. den Ergebnissen seiner Teilnahme an einer Expedition des deutschen und österreichischen Alpenvereins nach Ost-Buchara waren ausführliche Arbeiten über die Meteorologie von Turkestan und über die meteorologischen Verhältnisse der Pamirgebiete gewidmet. Seiner Tätigkeit an der Universität Kasan verdanken wir auch Untersuchungen über Temperatur, Bewölkung und Niederschlag des mittleren Asiens. FICKER war es auch, der in einem für den damaligen österreichischen Thronfolger Erzherzog FRANZ FERDINAND bestimmten Gutachten als erster auf die für Kurzwecke klimatisch günstigen Lagen in den Norischen Alpen und im Gebiet von Ladis-Serfaus im Oberinntal hingewiesen hat, die dem Kurklima von Davos und anderen Schweizer Kurorten gleich kommen. Im Rahmen der Klimatographie von Österreich hat FICKER das Klima von Tirol und Vorarlberg bearbeitet. Alle seine klimatologischen Arbeiten zeichnen

sich nicht nur durch eine anschauliche und lebendige Darstellungsart, sondern auch durch eine Verknüpfung der klimatischen Verhältnisse mit dem Wettergeschehen aus. In diesem Zusammenhang muß auch auf die meisterhaften Schilderungen in seinen „Wetterbildern aus den Bergen" hingewiesen werden. Ficker beschäftigte sich auch mit der eiszeitlichen Vergletscherung der Pamirgebiete und gab eine originelle Erklärung für die in der Postglazialzeit über Zentralasien gekommene Austrocknung trotz gleichbleibender Niederschläge.

Außer den bereits früher erwähnten Büchern hat Ficker auch den Abschnitt „Meteorologie" im Lehrbuch der Physik von Müller-Pouillet verfaßt, der wegen seiner verständlichen Darstellungsart besonders bei den Studierenden sehr beliebt war. Eine Glanzleistung populärwissenschaftlicher Darstellung ist sein Büchlein über Wetter und Wetterentwicklung, das bereits 4 Auflagen erlebt hat.

Fickers große Fähigkeit, schwierige wissenschaftliche Probleme in einfacher Weise zur Darstellung zu bringen, die Klarheit seines Denkens und eine eigentümliche, mit einem gewissen Scharm verbundene Vortragskunst sowie sein großes pädagogisches Geschick haben ihn auch zu einem ausgezeichneten akademischen Lehrer und zu einem Vortragenden besonderer Eigenart gemacht, der es verstanden hat, seine Hörer zu fesseln, zu begeistern und in seinen Bann zu ziehen.

Ficker hat auch als Leiter großer wissenschaftlicher Institute organisatorisches Talent, diplomatische Geschicklichkeit und die Fähigkeit, auch komplizierte und schwierige Verhältnisse zu meistern, bewiesen. Diese Fähigkeiten machten ihn auch zum wertvollen Mitarbeiter internationaler Fachorganisationen. Er war lange Zeit Mitglied des Internationalen Meteorologischen Komitees und Präsident der Klimakommission der Internationalen Meteorologischen Organisation.

Fickers Leistungen fanden auch in zahlreichen Ehrungen Anerkennung. Er war Ehrendoktor der Hochschule für Bodenkultur in Wien und Ehrenmitglied der Universität Graz, Mitglied der Preußischen Akademie der Wissenschaften, der Akademie der Wissenschaften der UdSSR, der Bayrischen Akademie der Wissenschaften, der Leopoldinischen Akademie der Naturforscher in Halle und der Akademie der Wissenschaften und Literatur in Mainz, Ehrenmitglied der Österreichischen Gesellschaft für Meteorologie, der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft, der Royal Meteorological Society in London, der Ungarischen Meteorologischen Gesellschaft, der Russischen Geographischen Gesellschaft, des Physikalischen Vereines in Frankfurt am Main, des Naturwissenschaftlichen Vereines in Kärnten und Ehrenpräsident des Sonnblickvereins. Der österreichischen Akademie der Wissenschaften gehörte er als korrespondierendes Mitglied seit 1923 und als wirkliches Mitglied seit 1939 an. 1946 bis 1951 war er ihr Präsident und nachher bis zu seinem Tode ihr Vizepräsident.

Ficker war nicht nur ein Forscher von hohem Rang, ein geschickter Diplomat und ein weitsichtiger Organisator, sondern auch ein hervorragender Mensch. Ein Mensch von innerer Ausgeglichenheit, voller

Herzensgüte, von feinem Humor und unbändiger Lebenskraft, übte er auf alle, die mit ihm persönlich oder dienstlich zu tun hatten, einen derart gewinnenden Eindruck aus, daß von der Wirkung dieser starken Persönlichkeit alle beeindruckt und für ihn eingenommen waren. FICKERS Tod ist nicht nur ein schwerer und schmerzlicher Verlust für die österreichische Wissenschaft, ihn betrauert die gesamte internationale Meteorologie.

F. STEINHAUSER

Buchbesprechungen

Handbuch der Physik — Encyclopedia of Physics. Herausgegeben von S. Flügge. Band 48: Geophysik II. Mit 497 Textabb., VIII, 1045 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1957. DM 198.—, Subskr. Preis DM 158.40.

Von den dem großen Handbuch der Physik angeschlossenen Handbuch der Geophysik ist nun in erfreulich rascher Folge bereits der 2. Band erschienen. Sein Inhalt betrifft Meteorologie, Luftelektrizität, Ozeanographie, Gezeiten der Meere, der festen Erde und der Lufthülle und die physikalische Vulkanologie.

Von dem Teilgebiet der Meteorologie wird von A. Eliassen und E. Kleinschmidt auf über 150 Seiten die dynamische Meteorologie behandelt. In ihrer Darstellung wird besonderer Wert auf die neueren theoretischen Entwicklungen gelegt und es werden auch bereits von den Grundlagen die in den Vordergrund des Interesses gerückt, die den Bedürfnissen der neuzeitlichen dynamischen Meteorologie besonders entsprechen. Dazu gehören neben Bewegungsgleichungen, Zirkulations- und Gleichgewichtszuständen besonders auch die Betrachtungen über die atmosphärische Turbulenz. In den Ableitungen wird die Vektorrechnung angewendet. Es wird die Theorie adiabatischer und reibungsloser Bewegungen mit ihren Anwendungen auf kurzzeitige Entwicklungen oder Schwankungen in den atmosphärischen Bewegungen, auf stationäre Verhältnisse und ihre Störungen und auf Wirbelbewegungen und Wellenbildungen in zonalen Strömungen und an Frontalflächen entwickelt. Der nächste Schritt führt zur Darstellung der nichtlinearen Prognosengleichungen für großräumige Bewegungen und zur Behandlung vereinfachter atmosphärischer Modelle. In der Darstellung der Theorie der Zyklonen und Antizyklonen werden ebenfalls neuere Entwicklungen und Ergebnisse bevorzugt und es wird besonders die entscheidende Bedeutung der Kondensationsvorgänge für die Zyklonenentwicklung gezeigt, sowie die Bedeutung der Reibung auch bei kurzperiodischen Prozessen behandelt. Aus der Darstellung dieses Problemkomplexes ergeben sich auch die Schwierigkeiten und die noch ungelösten Aufgaben. Den Abschluß dieses Abschnittes bildet die Darstellung der Theorie der Erscheinungen der allgemeinen Zirkulation.

F. Möller hat die mit der Strahlung in der unteren Atmosphäre zusammenhängenden Probleme ausführlich und übersichtlich bearbeitet (99 Seiten). Es werden eingehend und zwar in theoretischer Hinsicht wie auch auf Grund von Beobachtungsergebnissen die Erscheinungen der Extinktion und der Absorption sowie Trübungsmaße der Sonnenstrahlung, die Erkenntnisse über die extraterrestrische Sonnenstrahlung, Theorie und

Beobachtungsergebnisse der Himmelsstrahlung, Beobachtungsergebnisse der Globalstrahlung und Globalbeleuchtungsstärke, die Strahlungsausbreitung in Wolken und die Albedo von Wolken und von verschiedenen Bodenarten behandelt. Zum Komplex der langwelligen Wärmestrahlung der Atmosphäre werden theoretische Betrachtungen über die Ausbreitung von monochromatischer und nichtmonochromatischer Strahlung und von Linien- und Bandenstrahlung, über die Absorption im Ultrarot und ihre Abhängigkeit von Druck und Temperatur, über die Gegenstrahlung und die langwellige Strahlung in der freien Atmosphäre und über das Strahlungsgleichgewicht der Atmosphäre gebracht. Zusammenfassend wird als Ergebnis der Strahlungsforschung die Strahlungsbilanz der Erdoberfläche und der Atmosphäre dargestellt und abschließend ein Überblick über die Meßmethoden gegeben.

W. E. K. Middleton gibt eine Übersicht (34 Seiten) über die derzeitigen Kenntnisse von den die Erscheinungen der Sicht betreffenden optischen Verhältnissen der Atmosphäre, über die Probleme der Schwellenwerte für das Auge und der Sichtweite von Objekten und von Lichtquellen unter verschiedenen Bedingungen sowie über die für Sichtbeobachtungen gebräuchlichen Instrumente. Die Probleme der Polarisation des Himmelslichtes werden von Z. Sekera behandelt (41 Seiten), wobei besonders die neueren Entwicklungen, die auf Grund der photoelektrischen Meßmethoden eine spektrale Beobachtung in engeren Spektralbereichen und eine Trennung der Wirkung der Streuung an großen Partikeln von der molekularen Streuungswirkung ermöglichen, und die von Chandrasekhar entwickelte Methode zur exakten Lösung des Problems der Strahlungsübertragung in der Atmosphäre unter Berücksichtigung der Mehrfachstreuung und der Bodenreflexion, wonach aus dem Vergleich der gemessenen Polarisation der realen Atmosphäre mit der für eine molekulare Atmosphäre berechneten Polarisation die Trübung der Atmosphäre genau bestimmt werden kann, hervorgehoben werden. In einem Abschnitt über die Diffusion der Strahlung durch in der Atmosphäre suspendierte Wassertröpfchen behandelt J. Bricard (41 Seiten) auf Grund der elektromagnetischen Theorie und auf Grund der Gesetze der Reflexion, der Refraktion und der Beugung die Diffusion der Strahlung durch einen Wassertropfen sowie die Transmission und Diffusion von Licht und Radiowellen durch eine Wolke von Tröpfchen unter besonderer Berücksichtigung neuerer Theorien und experimenteller Beobachtungsergebnisse. In einem Abschnitt über das Ozon in der Erdatmosphäre wird von H. K. Paetzold und E. Regener ausführlich (57 Seiten) über das Absorptionsspektrum des Ozons, über die optischen und chemischen Meßmethoden, über die photochemische Theorie der Bildung der Ozonschicht, über Meßergebnisse, die die vertikale Verteilung des Ozons in der Atmosphäre und ihre Schwankungen, die zeitliche und räumliche Variation des Ozongehaltes und ihren Zusammenhang mit dem Wetter und mit anderen Faktoren betreffen, und über die Auswertung der Ozonbeobachtung zur Gewinnung von Erkenntnissen über die Temperatur in der Stratosphäre und über den Strahlungshaushalt der Stratosphäre, wie auch über die bioklimatische Bedeutung des Ozons berichtet. Ausgehend von der Darstellung der Verdampfung der Meteore in der Lufthülle und der Meßmethoden werden von A. C. B. Lovell (28 Seiten) die Beobachtungs- und Deutungsergebnisse der mit dem Auftreten von Meteoren in der Erdatmosphäre zusammenhängenden Erscheinungen, die Ergebnisse der Auswertung der Meteorbeobachtung zur Gewinnung von Kenntnissen über den Zustand der hohen Atmosphärenschichten und über Vorgänge in diesen Schichten mitgeteilt. Die Probleme und Ergebnisse

der Forschung der normalen und abnormalen Schallausbreitung in der Atmosphäre werden von E. F. Cox (24 Seiten) behandelt.

Eine besondere Bedeutung kommt in der neueren Meteorologie dem Studium der Wolken zu. Es ist deshalb gerechtfertigt und zu begrüßen, daß diesen Problemen ein eigener von F. H. Ludlam und B. J. Mason bearbeiteter Abschnitt (62 Seiten) gewidmet ist, in dem besonders die neueren Fortschritte auf dem Gebiete der Wolkenphysik und auch die aus Beobachtungsergebnissen abgeleiteten neueren Erkenntnisse übersichtlich zusammengefaßt sind. Nach einer Besprechung der physikalischen Klassifikation der Wolken und der Charakterisierung der Wolkenformen werden die physikalischen Bedingungen der Kondensation und Beobachtungsergebnisse über Größenverteilung und Ursprung der Kondensationskerne sowie Beobachtungsergebnisse und theoretische Untersuchungen über das Tropfenwachstum in Wolken und Nebel, über die Anfangsstadien der Eisbildung und über natürliche und künstliche Gefrierkerne, über das Wachstum von Eiskristallen, über die Niederschlagsbildung unter verschiedenen natürlichen Bedingungen und über die künstliche Auslösung von Niederschlägen behandelt.

Ein weiterer von R. Mühleisen (67 Seiten) verfaßter Abschnitt beschäftigt sich mit der Luftelektrizität. Es werden darin Beobachtungsergebnisse über elektrische Ladungen in der Atmosphäre, über die Art der Ionisierung der Luft und ihre Messung, über andere ladungserzeugende Effekte wie Influenzwirkung, elektrische Effekte an den Phasengrenzen des Wassers, spezielle Effekte an Eisteilchen und Reibungseffekte und über die Ladungsvernichtung durch Ionenvernichtung, durch Anlagerung von Kleinionen an geladene oder ungeladene Kerne, durch den Ausfall von Ionen mit Niederschlägen oder durch den Leitungsstrom mitgeteilt. Darauf fußend wird die Theorie des Ionengleichgewichts der Luft entwickelt. Ferner werden die Meßmethoden und die Ergebnisse der Messungen und Registrierungen des luftelektrischen Potentialgradienten unter verschiedenen meteorologischen und sonstigen Bedingungen, Meßmethoden der elektrischen Raumladungen, Methoden und Ergebnisse der Messung des vertikalen Leitungsstromes, des Konvektionsstromes und des Spitzenstromes, der Ladungstransport durch Blitze und die Elektrizitätsbilanz der Atmosphäre besprochen.

Aus dem Wissensgebiet der Ozeanographie behandelt H. U. Sverdrup (63 Seiten) die allgemeine Physik der Ozeane, ausgehend von einer kurzen Übersicht über die wichtigsten Instrumente und Beobachtungsmethoden und über die Größe und Form der ozeanischen Becken. Nach einer Darstellung der physikalischen Verhältnisse des Meerwassers und des Meereises werden die Verhältnisse und Vorgänge in der Grenzschicht zwischen Luft und Meeresoberfläche und die Wärmebilanz der Ozeane eingehend dargestellt. Nach einer Übersicht über die Verteilung von Salzgehalt, Temperatur und Dichte und über die darauf Einfluß nehmenden physikalischen Prozesse werden die Wassermassen der einzelnen Ozeane charakterisiert. In Anwendung hydrodynamischer Gleichungen folgen theoretische Betrachtungen über die Meeresströmungen und den Windeinfluß auf die ozeanische Zirkulation und abschließend eine Schilderung der permanenten Strömungen der oberen und der tieferen Schichten der Ozeane. Von H. U. Roll werden die Oberflächenwellen der Meere ausführlich bearbeitet (63 Seiten), wobei auf die neueren Bestrebungen zur Messung des wirklichen Seeganges und seiner Unregelmäßigkeiten und zur mathematischen Formulierung der diesen zugrundeliegenden Gesetzmäßigkeiten mit dem Ziel einer Verwertung zur Vorausberechnung des Seeganges besonders Wert gelegt wird. Auch die bisherigen

Ergebnisse von Untersuchungen der komplizierten Vorgänge bei Entstehung, Wachstum, Zerfall und Vernichtung der Meereswellen finden hier zum ersten Mal eine übersichtliche, dem neuen Stand der Forschung entsprechende Darstellung.

Einen breiten Raum nimmt die Darstellung der Gezeitenerscheinungen und ihrer Theorie ein. Sie wird von J. Bartels eingeleitet (21 Seiten) durch eine allgemeine theoretische Diskussion der Gezeitenkräfte und eine Erläuterung der Anwendung der harmonischen Analyse auf Gezeitenberechnungen mit Verzeichnissen der wichtigsten Tiden. Sehr ausführlich werden von R. Tomaschek die Probleme der Gezeiten der festen Erde dargestellt (71 Seiten) und zwar Tiden und Deformation der festen Erde, die zu ihrer Bestimmung verwendeten experimentellen Methoden und die damit gewonnenen Ergebnisse, die im Hinblick auf ihre Bedeutung diskutiert werden, der Einfluß der Meeresgezeiten auf die Kontinente, meteorologische Einflüsse auf die Deformation der Erdoberfläche und auf das Erdinnere und die Einflüsse der geologischen und der tektonischen Struktur. Die Flutwellen und Gezeiten des Wassers behandelt A. Defant (82 Seiten). Es werden theoretische Entwicklungen zu den Problemen der Flutwellen in Kanälen, der stehenden Wellen in abgeschlossenen Wassermassen, des Einflusses der Erdrotation auf die fortschreitenden Wellen in Kanälen und der internen Wellen gebracht. Nach einer ausführlichen Darstellung der Gezeitentheorien und der Charakterisierung der Gezeiten durch die harmonischen Konstanten werden die Erscheinungen der Gezeiten und Gezeitenströme in Landnähe und im freien Ozean, die Beziehungen von Meeresgezeiten zu den Gezeiten der festen Erde und die Beziehungen der Gezeitenreibung zu kosmischen Problemen beschrieben. Eine Darstellung der atmosphärischen Gezeiten liefert W. Kertz (54 Seiten). Nach einer Schilderung der Bedeutung der Gravitation und der Sonnenstrahlung als Quellen der Erregung atmosphärischer Gezeiten werden theoretische Lösungen für vereinfachte Modellatmosphären entwickelt. Es wird die Theorie erzwungener Schwingungen bei Anregung durch Gravitation und durch thermische Erregung sowie mit Berücksichtigung störender Einflüsse dargestellt und über Erscheinungen freier Schwingungen berichtet.

Den Abschluß des Buches bildet ein Beitrag über physikalische Vulkanologie von S. Sakuma und T. Nagata (30 Seiten), in dem die bisher gewonnenen Ergebnisse der Bestrebungen, physikalische und geophysikalische Betrachtungsweisen mehr, als dies früher der Fall war, in die vulkanologischen Forschungsmethoden einzuführen, zusammengefaßt werden. Diese betreffen Untersuchungen über die Ausbreitung von Aschen- und Lavamassen, über die Deformation der Erdoberfläche und über die Entwicklung und Ausbreitung elastischer Wellen bei Vulkanausbrüchen, erdmagnetische Untersuchungen zur Gewinnung von Erkenntnissen über den Zustand des Erdinnern, energetische Umsetzungen und die Entwicklung von Magma.

Zusammenfassend muß gesagt werden, daß der reiche Inhalt des 2. Bandes dieses Handbuchs der Geophysik wie auch die klare und übersichtliche Darstellungsweise dieses Werk wieder als Muster eines modernen Standardwerkes der geophysikalischen und meteorologischen Wissenschaft erscheinen läßt, das wohl in keinem geophysikalischen oder meteorologischen Institut fehlen sollte. Es sei noch besonders hervorgehoben, daß die Herstellung dieses Buches offenbar so rasch erfolgt ist, daß in den meisten Abschnitten auch die neueste Literatur bis einschließlich 1956 bereits berücksichtigt werden konnte.

F. Steinhauser, Wien.

Dynamic Meteorology and Weather Forecasting. Von C. L. Godske, T. Bergeron, J. Bjerknes und R. C. Bundgaard. Mit zahlreichen Textabb., XVI, 800 S. Boston: American Meteorological Society. — Washington: Carnegie Institution. 1957. $ 15.—.

Das vorliegende umfangreiche Werk kann im wesentlichen als großangelegte Fortführung und Erweiterung der 1910/11 erschienenen Dynamischen Meteorologie und Hydrographie von V. Bjerknes und der 1933 erschienenen Physikalischen Hydrodynamik von V. Bjerknes, J. Bjerknes, H. Solberg und T. Bergeron aufgefaßt werden, welche Werke Marksteine in der Entwicklung der meteorologischen Literatur darstellen. Ein Vergleich dieser drei Werke gibt einen instruktiven Einblick in die starke Entwicklung und die außerordentliche Ausweitung, die die dynamische Meteorologie als Wissenschaft und der wissenschaftliche Aufwand für die Wettervorhersage als ihre praktische Anwendung in den letzten vier Jahrzehnten erfahren haben. Der große Umfang des neuen Werkes bietet die Möglichkeit zu einer sonst in diesem Ausmaß nirgends zu findenden Ausführlichkeit der Darstellung, die dem Werk einen besonderen Wert verleiht, der auch dadurch nicht wesentlich geschmälert wird, daß das Manuskript bereits 1948 fertiggestellt war und zum Teil nur bis zum Wissensstand von 1951 ergänzt werden konnte, wenn auch natürlich die Verzögerung der Drucklegung sehr zu bedauern ist. Der Inhalt des Buches ist in 5 Abschnitte geteilt: 1. Thermodynamik und Statik der Atmosphäre, 2. Kinematik der Atmosphäre, 3. Hydrodynamik der Atmosphäre (alle drei Abschnitte von C. L. Godske), 4. Klimatologische und synoptische Modelle (von J. Bjerknes, T. Bergeron und C. L. Godske), 5. Wettervorhersage (von T. Bergeron, R. C. Bundgaard und C. L. Godske).

Im ersten Abschnitt werden in klarer und übersichtlicher Form die Grundlagen der Statik, die Zustandsgleichungen, die Zustandsänderungen für trokkene und feuchte Luft und die Kreisprozesse abgeleitet und die Grundlagen der verschiedenen thermodynamischen Diagramme vergleichend dargestellt. Zur Behandlung der Statik der Atmosphäre werden Skalarfelder und ihre Darstellung, Formen und Beispiele der Barotropie, Gleichgewichtsbedingungen atmospärischer Felder mit Beispielen, quasistatische Erscheinungen und Zustandsänderungen, Stabilitätsbedingungen gesättigter und ungesättigter Luft und ihre Beeinflußung durch Vertikalbewegungen besprochen. Zur quasistatischen Diagnose der Atmosphäre wird die Auswertung und Darstellung aerologischer Beobachtungsdaten nach verschiedenen Methoden erklärt und schließlich werden auch die Strahlungsprozesse in der Atmosphäre, ihre Auswirkung auf die Luft- und Bodentemperatur und der Wärmetransport in der Atmosphäre behandelt.

Gegenstand des zweiten Teiles sind die atmosphärischen Bewegungen unabhängig von ihren thermodynamischen und dynamischen Ursachen und Folgen. Da es sich dabei um Vektorgrößen handelt, wird in den weiteren Darstellungen die Vektorrechnung verwendet, deren Methoden in einer für die Anwendung auf meteorologische Vektorfelder geeigneten Form in der Einleitung eingeführt werden, in der auch die gebräuchlichen Kartenprojektionen besprochen werden. Zur Darstellung der Kinematik werden die Lagrangesche und die Eulersche Methode entwickelt und auf die kinematischen Verhältnisse einfacher Modelle atmosphärischer Bewegungen von Zirkulation, Schwingungen, Wellen und ihren Überlagerungen angewendet. Besonders hervorgehoben zu werden verdient die ausführliche Dar-

stellung der Konstruktion von skalaren und von Vektorfeldern und der Methoden der graphischen Algebra und Analysis mit deren Anwendungen auf die Wetterprognose.

In dem die Hydrodynamik der Atmosphäre behandelnden dritten Teil werden zur Ermöglichung der Anwendung hydrodynamischer Gleichungen auf die realen atmosphärischen Zustände und Bewegungen theoretische Modelle entwickelt, zu deren Behandlung die Grundgleichungen der Hydrodynamik unter vereinfachten Annahmen abgeleitet werden, deren Anwendung durch Approximationsmethoden wie z. B. mit Hilfe der Anwendung der Zirkulationstheoreme oder mit Verwendung thermodynamischer Zyklen gezeigt wird. Zur Diskussion der Oszillations- und Zirkulationsbewegungen werden Entstehung und Entwicklung eindimensionaler Bewegungen von dynamischen und thermodynamischen Gesichtspunkten und anschließend zweidimensionale Strömungen für trockene und für gesättigte Luft und zwar Wirbel ohne und mit Beeinflussung durch äußere Kräfte, barokline Wirbel und die Stabilitätsbedingungen linearer Strömungen und darunter insbesondere die Scherungs-Instabilität untersucht. Weiters werden die Anwendungen der Störungsgleichungen auf Wellenbildungen und auf die Zyklogenese ausführlich dargestellt und die verschiedenen Wellenbildungen diskutiert und nach einer eingehenden dynamischen Diskussion der verschiedenen einfachen atmosphärischen Bewegungsfelder die Probleme der atmosphärischen Turbulenz einerseits durch Berücksichtigung der Turbulenz in geglätteten hydrodynamischen Gleichungen und andererseits in der Auswirkung der Turbulenzvorgänge auf Wärme-, Wasserdampf-, Staub- und Energietransport sowie im Hinblick auf ihre Bedeutung für die Luftmassentransformation, für die Verdunstung und für die Windänderung mit der Höhe besprochen.

Im vierten Teil werden synoptische und klimatologische Modelle zur besseren Approximation der wirklichen atmosphärischen Prozesse auf Grund von synoptischen Karten für Einzeltage oder von mittleren klimatologischen Karten eingeführt, zu deren Bearbeitung die strenge mathematische Methode verlassen und ein Übergang in ein neues Gebiet der quasidynamischen Meteorologie durchgeführt werden muß. Dabei handelt es sich um die Erklärung der Stabilitätsverhältnisse der mittleren Temperatur- und Bewegungsfelder, um ein genaueres Studium der physikalischen Verhältnisse der Luftmassen und Fronten besonders im Hinblick auf ihre synoptische Verwertung und um die Erklärung und dynamische Analyse der Entstehung und Auswirkung von atmosphärischen Störungen, von Zyklonen und Antizyklonen, wobei zunächst die einer dynamischen Behandlung am meisten zugänglichen großräumigen Anfangsstörungen barokliner Zustände und dann auch die über die Anfangsstadien hinausgehende Weiterentwicklung der Störungen in Form quasidynamischer Erklärung durch Folgen von Modellen dargestellt werden. Es werden dabei Modelle für die Westströmung der mittleren Breiten und andere Modelle für die Ostströmung in den Tropen entwickelt. Schließlich werden auch die überlagerten Vorgänge, wie die Gezeiten der Atmosphäre, periodische Temperaturschwankungen, Berg- und Talwinde, Land- und Seewinde, kleinräumige Störungen wie die Entwicklung von Cumulonimben, Tornados und die ablenkende Wirkung großer Gebirgszüge, besonders auch im Hinblick auf die Bedeutung dieser Erscheinungen für die synoptische Analyse erörtert.

Der fünfte und umfangreichste Teil des Buches ist den Methoden der Wettervorhersage gewidmet und bringt nach einer historischen Rückschau

auf die Entwicklung der synoptischen Methode in außerordentlicher Ausführlichkeit an Hand typischer wirklich beobachteter Wetterentwicklungen sehr genaue Anweisungen zur Durchführung der Analyse der Wetterlagen auf Grund von Bodenwetterkarten (die mit Rücksicht darauf, daß darin Beobachtungswerte verschiedener meteorologischer Elemente eingetragen sind, als „zusammengesetzte Karten" bezeichnet werden) und von Höhenwetterkarten, wobei als sehr wesentlich die Notwendigkeit der dreidimensionalen Betrachtungsweise betont wird. Als erster Schritt zur Wettervorhersage wird die Konstruktion von Prognosenkarten mit Hilfe von formalen Extrapolationsmethoden und unter Verwertung allgemeiner physikalischer Überlegungen erklärt. Im einzelnen werden dann die Durchführung der Vorhersagen für die einzelnen Wetterelemente und für ihre Synthese zur Wettervorhersage erläutert.

Die Stärke des Buches liegt in seiner ausführlichen und dabei klaren Darstellungsweise, wodurch erreicht wird, daß nicht nur für studierende und angehende Prognostiker auf Grund der reichen Erfahrung der Autoren eine umfassende und außerordentlich instruktive und reichhaltige Einführung in die Arbeiten des Synoptikers und Prognostikers geboten wird, sondern auch dem bereits praktisch tätigen Prognostiker die theoretischen Grundlagen für seine Arbeit, die im täglichen Routinedienst vielfach leider vernachlässigt und zu wenig beachtet werden, in einer Form dargeboten und näher gebracht werden, daß sie zur Vertiefung seiner Arbeiten beitragen und förderlich sind. Dadurch erhält das Buch einen Wert, der besteht und besonders anerkannt werden muß, wenn auch durch die bedauerliche Verzögerung der Drucklegung die verschiedenen neueren Ergebnisse und Entwicklungen des letzten halben Jahrzehnts nicht mehr Berücksichtigung finden konnten und daher von den Interessenten anderswo gesucht werden müssen.

F. Steinhauser, Wien.

Berichte des Meteorologisch-Geophysikalischen Institutes zu Frankfurt a. M. und seines Taunus-Observatoriums. Nr. 6/1956. 84 S. DM 4.70.

Zur doppelten Feier des 50jährigen Bestehens des vor allem durch Franz Linke zu internationalem Ansehen entwickelten Frankfurter Universitätsinstituts und des 60. Geburtstages seines jetzigen Direktors R. Mügge hat das genannte Institut 1956 eine schöne Vorkriegstradition wieder aufgenommen und einen Sammelband Nr. 6 mit Veröffentlichungen derzeitiger und früherer Mitarbeiter und Schüler herausgebracht. Außer einem geschichtlichen Überblick über die Entwicklung des Instituts und einer Widmung für Prof. Mügge bietet der Band sechzehn wissenschaftliche Arbeiten, die sich überwiegend auf Probleme der Strahlung und der atmosphärischen Optik, der Wolkenphysik, der Geophysik von Eis, Quellen und Erdmagnetismus, sowie auf verschiedene Gebiete der Synoptik, der Klimatologie und der Bioklimatologie beziehen.

W. Mörikofer, Davos.

Advances in Geophysics. Vol. 3. Herausgegeben von H. E. Landsberg. Mit 135 Textabb., X, 378 S. New York: Academic Press Inc., Publishers. 1956. $ 8,80.

Die neue Folge dieser wertvollen Schriftenreihe macht dankenswerterweise wieder mit neuen Ergebnissen in zusammenfassenden Darstellungen aus einzelnen Teilgebieten der Geophysik bekannt, von denen einige durch das internationale geophysikalische Jahr besondere Aktualität haben. Dazu gehört in gewissem Sinne der Bericht von A. P. Crary über die Beobachtungen auf der Drift der amerikanischen T-3-Station auf einer arktischen Eisinsel von April 1952 bis Mai 1954. Das reichhaltige Beobachtungsprogramm umfaßte Wetter-, Strahlungs- und aerologische Beobachtungen, Tiefenmessungen des Meeres, Messungen der Schwerkraft und ihrer durch Wellenbewegungen verursachten Schwankungen, Beobachtungen der Temperatur- und Salzgehaltsverteilung mit der Tiefe, Driftbeobachtungen, Beobachtungen der Oberflächenform der Eisinsel und ihrer Änderungen im Sommer, Untersuchungen der Schmutzablagerungsschichten auf und in dem Eis und Altersbestimmungen mit Hilfe der C-14-Methode. Daraus wird geschlossen, daß die Bildung der Eisinsel auf das Ende der Wärmeperiode vor 4000 Jahren zurückgeht. Nach einer Wiedergabe der gewonnenen Vorstellungen über die mögliche Bildung des Schelfeises und über die Entstehung der rücken- und trogförmigen Oberflächenformen der Eisinsel wird über die Ergebnisse der Untersuchung der Eisinsel mit seismischen Methoden und über die Beobachtungen und die Erklärung der Rotation der Eisinsel, die im allgemeinen langsam aber zeitweise auch sprunghaft im Uhrzeigersinn erfolgt, berichtet.

Besondere Aktualität für das geophysikalische Jahr kommt dem Beitrag von S. F. Singer über die geophysikalischen Forschungen mit künstlichen Erdsatelliten zu, in dem dargelegt wird, welche Beobachtungen mit Hilfe dieser Satelliten durchgeführt werden können. Diese betreffen das Erdinnere und zwar das erdmagnetische Feld und damit die Dynamik des flüssigen Erdkernes, die Verteilung der Materie in der Erde und die Form des Geoids, Messungen der Albedo der Erde und die Erschließung der Verteilung der Zyklonen aus der starken Albedo der Wolken, die Feststellung langdauernder Schwankungen der Albedo und ihrer Zusammenhänge mit Klimaschwankungen aus der Abhängigkeit der planetaren Temperatur von der Erdalbedo, Messungen der Infrarot-Emission der Atmosphäre, des Bodens und der Ozeane und daraus abgeleitete Temperaturbestimmungen, die Aufnahme der Verteilung der Gewitter auf der Erde, Messungen des Betrages und der Höhenverteilung des Ozons in der Atmosphäre, Messungen der Emission von Nachthimmelslicht und Polarlichtern und daraus abgeleitete Schlüsse auf den Bewegungszustand der oberen Atmosphärenschichten einerseits und auf die geographische Verteilung der Polarlichter und ihre Änderungen andererseits, Messungen der elektrischen Ströme der Ionosphäre aus dem durch diese erzeugten Magnetfeld und die Bestimmung der Elektronendichte, Beobachtungen des elektrischen Stromsystems bei magnetischen Gewittern und daraus folgende Schlüsse über die Richtigkeit verschiedener Theorien der magnetischen Stürme und über die Lage des Ringstroms, die Bestimmung der Luftdichte, der Luftzusammensetzung, der Elektronendichte, des Windes, der Temperatur und der Turbulenz in der Exosphäre, Messungen der UV-Strahlung und noch kürzerer Wellenbereiche der Sonnenstrahlung, die Bestimmung der Streustrahlung des interplanetaren Wasserstoffes, der die Nordlichter anregenden solaren Korpuskularstrahlung und der kosmischen Strahlung, ihrer Zusammenhänge und ihrer Änderungen und die Bestimmung der Mikrometeore. Die dafür entwickelten Meßmethoden werden beschrieben. Es wird ferner die Bedeutung der Albedomessungen für die Beurteilung der Strahlungs-

bilanz der Erde und der troposphärischen Zirkulation und die Wichtigkeit der Ozonmessungen für die Erklärung der stratosphärischen Zirkulation gezeigt und auf die Bedeutung der Satellitenbeobachtungen für die Klärung der Probleme der solar-terrestrischen Beziehungen hingewiesen.

Über ein Gebiet, auf dem in den letzten Jahren sowohl in theoretischen Untersuchungen wie auch durch neue Beobachtungen wesentliche Fortschritte erzielt worden sind, berichtet Z. Sekera in seinem Beitrag über die Polarisation des Himmelslichtes. Die neuen theoretischen Untersuchungen basieren auf den Arbeiten Chandrasekhars über Strahlungsübertragung und auf den von diesem abgeleiteten Ausdrücken für die Polarisationsparameter der diffusen Himmelsstrahlung. Es wird die Theorie der Polarisation einer molekularen und einer getrübten Atmosphäre entwickelt. Zur Messung der Polarisation wurden verbesserte photoelektrische Methoden entwickelt, die in ihrer Leistungsfähigkeit alle früheren visuellen Messungen übertreffen und wegen der großen Empfindlichkeit auch Messungen in sehr engen Spektralbereichen sowie auch im UV und im Infrarot ermöglichen. Es werden zahlreiche neue Meßergebnisse mitgeteilt und ihre Abweichungen von den theoretischen Werten einer molekularen Atmosphäre diskutiert und gedeutet, dies besonders im Hinblick auf den Einfluß der Lufttrübung.

Zwei weitere Beiträge vermitteln neue Ergebnisse der Erforschung des Erdinneren. P. Byerly berichtet über seismische Untersuchungen der Struktur der subkontinentalen Erdkruste. Nach einer Darstellung der Refraktions- und der Reflexionsmethode der seismischen Erschließung der Struktur der Erdkruste werden die bis 1940 durch Beobachtungen von Erdbebenwellen und von Explosionswellen gewonnenen Ergebnisse kritisch diskutiert. Im weiteren werden die aus zahlreichen neueren Untersuchungen der Raumwellen und der Dispersion der Oberflächenwellen aus allen Teilen der Erde gewonnenen Ergebnisse über Wellengeschwindigkeiten und Schichtdicken der einzelnen Schichten der Erdkruste und die Ergebnisse verschiedener Untersuchungen über Schichten mit kleiner Wellengeschwindigkeit zusammengestellt und kommentiert. J. A. Jacobs berichtet über die neueren Ergebnisse der Erforschung des Erdinneren. Dabei wird über verschiedene neue Arbeiten über den Schichtenaufbau der Erde, über die Verteilung der Geschwindigkeit der seismischen Wellen, der Dichte und der Schwerkraft mit der Tiefe im Erdkörper und über die Zusammensetzung des Mantels und des äußeren und inneren Kernes der Erde referiert. Die Untersuchungen der Temperaturverteilung im Erdinneren und der thermischen Geschichte der Erde, die ferner zusammenfassend kritisch behandelt werden, haben besonders auch deshalb mit gewissen Schwierigkeiten zu kämpfen, weil die Grundlagen, von denen dabei auszugehen ist, unsicher oder zu wenig bekannt sind; es sind dies die chemischen und thermodynamischen Beziehungen bei dem hohen Druck im Erdinneren, die Konzentration und Verteilung der Radioaktivität in der Erde und die Anfangstemperatur in der Erde. Die thermische Geschichte der Erde wurde aus dem Zusammenwirken von Abkühlung der Erde von der Anfangstemperatur und Erwärmung durch Radioaktivität für verschiedene Modellannahmen berechnet. Dabei ergibt sich, daß der Kern der Erde im Laufe der Zeit um ungefähr 300° wärmer geworden ist. Im weiteren werden die verschiedenen neueren Theorien des erdmagnetischen Feldes, dessen Ursprung fast zur Gänze im Erdinneren gesucht werden muß, kritisch behandelt und die Zusammenhänge der geomagnetischen Säkularvariation mit Vorgängen im Erdinneren erläutert. Schließlich werden auch die Probleme, die mit der Erklärung der aus neueren Bestimmungen des Gesteinsmagnetismus ab-

geleiteten Tatsachen einer früheren Umkehrung der Polarität des Erdfeldes und der Polwanderungen zusammenhängen, erörtert.

Im Zusammenhang mit der Ableitung der thermischen Geschichte der Erde und der Bildung der Oberflächenformen der Erde kommt dem Wärmefluß durch die Erdoberfläche große Bedeutung zu. Wegen der Unterschiede zwischen dem Bau und der Zusammensetzung der Oberflächenschichtung der Kontinente und der Bodenschichten der Ozeane wäre zu erwarten, daß der Wärmefluß durch den Grund der Ozeane wesentlich kleiner ist als der durch die kontinentalen Oberflächenschichten, was aber, wie neuere Untersuchungen gezeigt haben, nicht der Fall ist. Über diesbezügliche Untersuchungen, über die zur Messung des Temperaturgradienten und der Temperaturleitfähigkeit verwendeten Methoden über die im Pazifischen und im Atlantischen Ozean sowie im Mittelmeer erzielten Ergebnisse wird von E. C. Bullard, A. E. Maxwell und R. Revelle berichtet. Die Interpretation und Erklärung der Beobachtungsergebnisse betrifft vor allem die möglichen Wärmequellen und die mögliche Beteiligung einer Konvektion in der subozeanen Wärmebewegung.

Sehr verdienstlich ist auch der Beitrag von P. H. Jones und H. E. Skibitzke über die geophysikalischen Methoden der Grundwasser-Hydrologie, in dem die Grundlage, die Beobachtungsmethoden und die Interpretation der für die Grundwasserforschung verwendbaren verschiedenen geophysikalischen Aufschlußverfahren dargestellt sind. Es werden elektrische Sondierungsverfahren und außerdem Methoden behandelt, die auf der Messung der Radioaktivität, auf Temperaturgradientbestimmungen, auf Messungen der Änderung der Durchmesser der Bohrlöcher mit der Tiefe, auf Messungen der Geschwindigkeit und der Richtung der Wasserbewegung im Bohrloch in verschiedenen Tiefen oder auf Messungen der elektrischen Leitfähigkeit des Wassers in den Bohrlöchern beruhen.

F. Steinhauser, Wien.

Solar Eclipses and the Ionosphere. A symposium held under the auspices of the International Council of Scientific Unions mixed commission on the ionosphere in London in August 1955. Herausgegeben von W. J. G. Beynon und G. M. Brown. (Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics: Supplement Nr. 6.) Mit zahlreichen Textabb., X, 330 S. London und New York: Pergamon Press. 1956. $ 21.00.

Da die Existenz der Ionosphärenschichten und ihre Änderungen vor allem von der Sonnenstrahlung abhängt, ist es natürlich, zu erwarten, daß man durch Beobachtungen von Erscheinungen der Ionosphäre zu Zeiten, wo die Sonnenstrahlung vorübergehend abgeschirmt ist, über verschiedene Probleme wertvolle Aufschlüsse gewinnen kann. Es ist daher verdienstlich, daß auf einem Symposion, das vom 22. bis 24. August 1955 in London abgehalten worden ist, die Fragen, die mit Beziehungen zwischen Sonnenfinsternis und Ionosphäre zusammenhängen, besprochen werden konnten, und es muß besonders begrüßt werden, daß die auf diesem Symposion vorgetragenen 53 Arbeiten nun in Buchform einem weiteren Kreis von Interessenten zugänglich gemacht werden.

In einer einleitenden Übersicht behandelt I. A. Ratcliffe die zeitliche Änderung der Ionenproduktion und der Ionendichte in einer einfachen Schicht während einer Sonnenfinsternis, theoretische und experimentelle

Untersuchungen über den Einfluß der Sonnenfinsternis auf die E-Schicht, im besonderen den Rekombinationskoeffizienten betreffend und die Herkunft der ionisierten Strahlung. Unter den Einflüssen der Sonnenfinsternis auf die F1-Schicht fällt besonders eine mit zunehmender Sonnenabschirmung eintretende Verstärkung des Unterschiedes zwischen F1- und F2-Schicht auf. Bei den verschiedenartigen Einflüssen der Sonnenfinsternis auf die F2-Schicht bereitet der zusätzliche Einfluß von Elektronenbewegungen, der den Vergleich mit ungestörten Tagen erschwert, gewisse Schwierigkeiten. Gelegentlich werden bei Sonnenfinsternis kritische Frequenzen zwischen den kritischen Frequenzen der F1- und F2-Schicht beobachtet, die auf die Neubildung einer F1/2-Schicht hinweisen würden, für deren Zustandekommen Erklärungsversuche gegeben werden.

Die erste Gruppe von Vorträgen behandelt theoretische Betrachtungen über das Verhalten der E-Schicht während einer Sonnenfinsternis und die Berechnung der Änderungen der Elektronendichte und der Absorption der Ionosphärenschicht bei der Sonnenfinsternis vom 30. Juni 1954. In 18 Beiträgen werden Ergebnisse von Ionosphärenbeobachtungen bei Sonnenfinsternissen mitgeteilt und diskutiert; darunter sind Beobachtungen während der Sonnenfinsternis vom 30. Juni 1954 aus Deutschland, Kanada, Norwegen, Schweden und England. Die Beobachtungen betreffen alle Ionosphärenschichten und zum Teil auch Temperaturänderungen, Vertikalbewegungen der F2-Schicht, Absorptionsmessungen, den Einfluß der Sonnenfinsternis auf Atmospherics und die Lautstärke der von der Ionosphäre reflektierten Radiowellen. In 7 Beiträgen werden die Ergebnisse von Untersuchungen über den Ursprung der ionisierenden Strahlung mitgeteilt und es wird festgestellt, daß nur ein Teil dieser Strahlung gleichmäßig über die ganze Sonnenscheibe verteilt ist, ein anderer Teil aber von einzelnen aktiven Teilgebieten der Sonne und zum Teil auch von der Korona kommt. Es können wohl bereits Hinweise auf die Lokalisierung dieser Strahlungsquellen gegeben werden, zur Klärung dieser Frage sind aber noch weitere Beobachtungen notwendig. Weitere Untersuchungen betreffen die weiche Röntgenstrahlung der Sonnenkorona, die Verteilung der Ly_α-Strahlung über die Sonnenscheibe und die Strahlung solarer Explosionen sowie einen Überblick über die für die Bildung der einzelnen Ionosphärenschichten verantwortlichen Strahlungsarten. Nach einer Übersicht über die verschiedenen Formen der Rekombination in der Ionosphäre werden diesbezügliche Untersuchungen auf Grund von Sonnenfinsternisbeobachtungen und von Laboratoriumsexperimenten diskutiert.

Weitere Beiträge behandeln den Einfluß der Sonnenfinsternisse auf das erdmagnetische Feld, Untersuchungen der Struktur der Sonnenkorona mit Radiowellen von der Sonne oder aus dem Weltraum und andere Untersuchungen der Radiostrahlung der Sonne, verschiedene Untersuchungen über Ionosphärenschichten und eine Untersuchung über den Einfluß der inneren Planeten auf das Magnetfeld der Erde. Ein reichhaltiges Literaturverzeichnis über das Problem Sonnenfinsternis und Ionosphäre, das chronologisch nach Sonnenfinsternissen von 1912 bis 1954 geordnet ist, beschließt das Buch, das in der Wiedergabe der Diskussionen über die aktuellen Forschungsaufgaben und Forschungsergebnisse einen aufschlußreichen Überblick über die heute als gesichert zu betrachtenden Kenntnisse und auch über umstrittene Fragen gibt und damit der weiteren Forschung wertvolle Anregungen bietet.

F. Steinhauser, Wien.

Die Mondfinsternisse. Von F. Link. (Probleme der kosmischen Physik: Band 28.) Mit 51 Textabb., VIII, 128 S. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. 1956. DM 15.—.

Mondfinsternisse sind nicht nur Erscheinungen, die astronomische Probleme aufwerfen, sondern auch willkommene Gelegenheiten, die es ermöglichen, Untersuchungen über die Erdatmosphäre anzustellen. Naturgemäß werden diese Untersuchungen hauptsächlich von Astronomen ausgeführt und der Verfasser ist ein bekannter Spezialist auf diesem Gebiet, dessen Forschungsarbeit wir viele wertvolle Erkenntnisse verdanken. Er ist daher die Persönlichkeit, die alle Voraussetzungen mitbringt, um die Probleme der Mondfinsternisse sowohl vom astronomischen Gesichtspunkt wie auch vom Standpunkt der Erforschung der Erdatmosphäre in einer Monographie eingehend zu behandeln. In dem vorliegenden Buch sind die Methoden der Ableitungen von Erkenntnissen über die Erdatmosphäre aus Beobachtungen der Mondfinsternisse und die damit gewonnenen Ergebnisse in den Vordergrund des Interesses gerückt.

Nach einer einleitenden Übersicht über die allgemeinen Verhältnisse der Mondfinsternisse, in der auch ein Verzeichnis künftiger Mondfinsternisse bis zum Jahr 1976 zu finden ist, werden die verschiedenen photometrischen Theorien der Mondfinsternisse, bei denen auch die Extinktion und Refraktion der Sonnenstrahlen in der Erdatmosphäre eine Rolle spielen, diskutiert. Eingehend werden dann die Methoden der Berechnung der Bahn der Lichtstrahlen in der Atmosphäre unter Berücksichtigung der Refraktion, wobei allerdings vorwiegend ältere aerologische Werte zur Dichtebestimmung zugrunde gelegt sind, der Bestimmung der Extinktionskoeffizienten der Luft und der Erforschung der Ozonverteilung mit Mondfinsternissen besprochen. Nach einer Übersicht über die Darstellung und Erfassung der Randverdunkelung der Sonnenscheibe unter Hinweis auf die Bedeutung, die dabei der Erdatmosphäre zukommt, werden die Ergebnisse der Theorien zur Berechnung der Schattendichteverteilung und ihrer durch besondere Verhältnisse der Erdatmosphäre verursachten möglichen Abweichungen dargestellt. Es werden Ergebnisse der Beobachtungen nach verschiedenen Methoden beschrieben und ihre Abweichungen im Vergleich mit den theoretisch zu erwartenden Ergebnissen unter Berücksichtigung des Einflusses der Erdatmosphäre und im besonderen der Ozonabsorption und anderer hoher Absorptionsschichten eingehend diskutiert sowie Art und Ursprung der hohen Absorptionsschichten erörtert. Im besonderen werden auch die Helligkeitsänderungen der Mondfinsternisse in Abhängigkeit von der Bewölkung und von anderen Besonderheiten der Erdatmosphäre sowie mögliche Beziehungen zur Sonnentätigkeit besprochen. Es wird gefolgert, daß die Helligkeitsunterschiede mit Änderungen der Absorptionsverhältnisse in den höheren Luftschichten zusammenhängen, und vermutet, daß diese von der Sonnentätigkeit beeinflußt werden können. Beobachtungsergebnisse über Schwankungen der Vergrößerung des Erdschattens werden ebenfalls mit der Struktur der hohen Atmosphärenschichten und mit dem Staubgehalt von Meteoritenschwärmen in Zusammenhang gebracht.

F. Steinhauser, Wien.

Allgemeine Meereskunde. Eine Einführung in die Ozeanographie. Von G. Dietrich mit Beiträgen von K. Kalle. Mit 223 Textabb., 7 Kartenbeilagen, VIII, 492 S. Berlin-Nikolassee: Gebrüder Borntraeger. 1957. DM 56.—.

50 Jahre ist es her, seit die letzte große deutsche zusammenfassende Darstellung der Ozeanographie von O. Krümmel erschienen ist, und auch seit dem Erscheinen der letzten zusammenfassenden Behandlung der Ozeanographie von Sverdrup, Johnson und Fleming sind bereits 15 Jahre vergangen. In dieser Zeit sind wieder sehr bedeutungsvolle neue Erkenntnisse auf diesem Gebiete gewonnen worden und es muß daher die Veröffentlichung des vorliegenden Werkes sehr begrüßt werden. Es entspricht einem wirklichen Bedürfnis, besonders im deutschen Sprachgebiet. Der Verfasser ist darin bestrebt, einen Einblick in alle Zweige der Ozeanographie zu vermitteln und zugleich die zahlreichen Einzelergebnisse so darzustellen, daß die großen Zusammenhänge erkennbar werden. Daß ihm dies sehr gut gelungen ist, kann nach der Lektüre des Buches nur bestätigt werden.

Bereits im ersten Abschnitt, der der Geomorphologie des Meeresbodens gewidmet ist und die Topographie und die Bedeckung des Meeresbodens sowie die Entstehung der Bodenformen und der Ozeane überhaupt behandelt, findet man zahlreiche neue Ergebnisse. Im zweiten Abschnitt werden sehr ausführlich die physikalischen und chemischen Eigenschaften des Meerwassers behandelt, darunter auch Austausch und Vermischung, akustische und optische Eigenschaften, elektrische Leitfähigkeit, physikalische Eigenschaften des Meereises und Spurenelemente, Gase, organische Stoffe und Schwebestoffe im Meerwasser. Besonderes Interesse verdient der Abschnitt über ozeanographische Instrumente und Meßmethoden, in dem nach einer Übersicht über die Aufgaben und Voraussetzungen ozeanographischer Messungen, die einzelnen Verfahren und Instrumente und besonders auch die neueren Entwicklungen eingehend beschrieben werden. Sehr verdienstlich ist die Behandlung der Probleme des Wärmehaushalts der Weltmeere im Zusammenwirken von Strahlungsumsatz, von Wärmeübertragung zwischen Ozean und Luft und von Wärmeumsatz durch Verdunstung, die hier zum ersten Mal eine geschlossene Darstellung erfahren, soweit dies nach dem heutigen Stand der Kenntnisse möglich ist. In einem weiteren Abschnitt werden die Verteilung von Temperatur, Salzgehalt und Dichte im Meer allgemein und in ihren Zusammenhängen und Änderungen dargestellt und Bildung und Verbreitung des Eises im Weltmeer besprochen. In einem von K. Kalle beigesteuerten Abschnitt über den Stoffhaushalt des Meeres wird man ausführlich über die gegenwärtigen Erkenntnisse von Geochemie und Biochemie des Meeres und ihre Zusammenhänge bzw. Beziehungen zur Biologie und Produktion des Meeres und zur Fischerei unterrichtet.

In den ausgesprochen theoretischen Teil der Ozeanographie führt der Abschnitt über die Theorie der Meeresströmungen. Nach einer einleitenden historischen Betrachtung wird eine Erklärung der Zusammenhänge aus der Erkenntnis der wirkenden äußeren Kräfte und der Kräfteverteilung im Meer, soweit dies nach den neuesten Stand der Forschung möglich ist, gegeben. Die Darstellung gliedert sich in die Statik, deren Grundlagen das Schwerefeld, das Massenfeld, das Druckfeld und die Gleichgewichtsbedingungen des ruhenden Meerwassers bilden, in die Kinematik, die die Methoden der Beschreibung der Meeresströmungen umfaßt, und in die Dynamik, in der die Erklärung der Meeresströmungen aus den wirkenden Kräften angestrebt wird und dabei besonders auch die neueren Entwicklungen gebracht werden. Durch die Verarbeitung von Forschungsergebnissen aus der neuesten Zeit bekommt der Abschnitt über Oberflächenwellen und interne Wellen besondere Aktualität. Eine sehr ausführliche und umfassende Darstellung finden die langen Wellen und die Gezeiten. Dabei werden ungestörte lange Wellen mit

Beispielen von Tsunamis und von als „Seebären" bekannten schnellen und großen Wasserstandsschwankungen an deutschen Nord- und Ostseeküsten und die durch Reflexion, Corioliskraft oder Reibung umgeformten langen Wellen behandelt. Die Darstellung der Gezeitenwellen umfaßt die Gezeiten erzeugenden Kräfte, die Darstellung der Meeresgezeiten durch harmonische Analysen und Verfahren zu ihrer Vorausberechnung, die klassischen hydrodynamischen und die neueren geophysikalischen Theorien der Meeresgezeiten und die Gezeitenerscheinungen und Gezeitenströme der Weltmeere.

Der abschließende Abschnitt beinhaltet die regionale Ozeanographie. Im ersten Teil wird die Tiefenzirkulation der Weltmeere unter Bedachtnahme auf die Zusammenhänge und Ursachen beschrieben, im zweiten Teil wird ein System von hydrographischen Regionen der Oberflächenschicht entwickelt, deren einzelne Glieder unter Berücksichtigung der Zusammenhänge mit den verschiedenen orographischen Faktoren eingehend besprochen werden. Dem Buch sind im Anhang Karten der Großgliederung des Tiefseebodens, der Bodenbedeckung des Weltmeeres, der Oberflächentemperatur, des Oberflächensalzgehaltes, der Oberflächenströmung des Weltmeeres im Nordwinter, der halbtägigen und der eintätigen Gezeiten im Weltmeere beigegeben.

Die „Allgemeine Meereskunde" stellt ein Werk dar, das nicht nur wegen seines Inhaltsreichtums, sondern im besondern auch wegen seiner angenehm lesbaren Darstellungsweise der ozeanographischen Probleme und ihrer Zusammenhänge ein ausgezeichnetes Lehrbuch für Studierende, aber auch eine lehrreiche und anregende Lektüre für alle an der Ozeanographie Interessierten sein wird.

F. Steinhauser, Wien.

Luftelektrizität und Radioaktivität. Von H. Israël. (Verständliche Wissenschaft: 62. Band.) Mit 86 Textabb., VIII, 125 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1957. Geb. DM 7.80.

Es ist verdienstlich, daß nun in der bekannten Schriftenreihe „Verständliche Wissenschaft" auch die Erscheinungen und Probleme der Luftelektrizität und der Radioaktivität der Luft einem breiteren Leserkreis nahe gebracht werden. Dies um so mehr, als gerade in neuerer Zeit die Öffentlichkeit diesen Problemen viel Interesse entgegenbringt, und als besonders im Zusammenhang mit den Atombombenversuchen und mit der industriellen Auswertung der Atomenergie durch mancherlei unrichtige Vorstellungen viel Beunruhigung verbreitet wird.

Der Verfasser behandelt nach einer übersichtlichen Darstellung der Grundtatsachen des elektrischen Feldes der Erdatmosphäre und der zu ihrer Feststellung verwendeten Meßmethoden die Leitfähigkeit der Luft, die Entstehung, Beweglichkeit und Arten der Ionen, die Art und Bedeutung der Aerosole und die Wirkung des Massenaustausches auf luftelektrische Erscheinungen. Im Zusammenhang mit der Frage nach der Entstehung und Erhaltung des elektrischen Feldes, seiner zeitlichen Änderungen und der elektrischen Ströme in der Atmosphäre werden im einzelnen die Effekte des „Austauschgenerators", des „Gewittergenerators" und des „Niederschlagsgenerators" erörtert. Auch der Verbrauch an elektrischem Strom in der Atmosphäre und die Bildung von Raumladungen wird an schematischen

Darstellungen veranschaulicht. Ferner werden Beobachtungsergebnisse über die Tagesgänge des luftelektrischen Feldes über dem Festland und über den Ozeanen und über die Breitenabhängigkeit des luftelektrischen Potentialgefälles diskutiert und erklärt. Den Erscheinungen des Gewitters ist ein besonderer Abschnitt gewidmet, in dem der Prozeß der Ladungsbildung, die Energieumsätze in Gewittern, die Form der Blitzentwicklung und die elektromagnetischen Wirkungen der Blitzentladungen, die als Störungen oder Atmospherics auffallen, behandelt werden.

Zum Problemkreis der Radioaktivität der Luft werden Quellen und Beträge der natürlichen Radioaktivität mitgeteilt und zum Vergleich damit auch Angaben über die künstliche Radioaktivität und Beobachtungsergebnisse über deren Stärke nach Atomexplosionen und über deren Verfrachtung im Luftraum erwähnt. Abschließend werden auch noch die Möglichkeiten biologischer Wirkungen luftelektrischer Erscheinungen insbesondere im Zusammenhang mit der Wetterfühligkeit erörtert.

F. Steinhauser, Wien.

Meteorology for Mariners. With a Section on Oceanography. Mit zahlreichen Textabb. und Karten, X, 274 S. London: Her Majesty's Stationery Office. 1956.

Das Buch wendet sich an Seefahrer und bezweckt, diesen die elementaren Theorien und Ergebnisse der modernen Meteorologie soweit nahe zu bringen, daß sie Verständnis für das Wettergeschehen und für seine praktische Ausnutzung oder Berücksichtigung in der Schiffahrt gewinnen. Im ersten Teil werden die meteorologischen Elemente, ihre zeitlichen Änderungen und ihre Beeinflußung durch verschiedene Faktoren unter besonderer Berücksichtigung der maritimen Verhältnisse behandelt. Der zweite Abschnitt ist der Klimatologie gewidmet. Einleitend wird die Art der Verarbeitung der auf dem Meer gewonnenen meteorologischen Beobachtungsdaten und die Ausarbeitung klimatologischer Karten für Meeresgebiete besprochen. An Hand von Karten der Druck- und Windverteilung werden die Grundzüge der allgemeinen Zirkulation und die Entstehung lokaler Windsysteme erläutert. Die Beschreibung der allgemeinen Klimatologie der Ozeane wird durch Karten der Wasseroberflächentemperatur, der Lufttemperatur, der Niederschlagshäufigkeit, der mittleren Bewölkung und der Nebelhäufigkeit für Januar und Juli unterstützt. Ein den Wettersystemen gewidmeter Abschnitt behandelt die Struktur der Zyklonen und die Klassifikation der Luftmassen, die Fronten und Frontalzonen, Antizyklonen und andere Drucksysteme. Ausführlich werden die tropischen Zyklonen, ihre Erscheinungsformen und ihre Bedeutung für die Schiffahrt besprochen. Weiters wird eine Einführung in die Grundlagen und Methoden der Wettervorhersage gegeben und dabei besonders auf die Verwendungsmöglichkeit und Interpretation der Wetterberichte auf See eingegangen.

Der weitere Teil des Buches behandelt ozeanographische Probleme. Ausführlich werden die Erscheinungsformen der Meeresströmungen und der allgemeinen Zirkulation des Oberflächenwassers der verschiedenen Meere sowie die Ursachen und Eigentümlichkeiten der Meeresströmungen beschrieben und durch Kartenbeigaben erläutert. Allgemeines Interesse verdient die Darstellung der Bildung und der Formen des Eises auf dem Meere und die Beschreibung der Verteilung und der Bewegung des Eises in den verschiedenen

Ozeanen. Abschließend wird auch noch ein Überblick über die wichtigsten Ergebnisse der allgemeinen Ozeanographie, über ozeanographische Beobachtungsmethoden und über Beziehungen zwischen Ozeanographie und Meteorologie gegeben. Besonders hingewiesen sei auf die zahlreichen Kartenbeigaben und auf einzelne instruktive schematische Darstellungen. Das Buch wird seinen Zweck, als Lehrbuch für die Marineschüler zu dienen, gut erfüllen.

F. Steinhauser, Wien.

Weather Map. An Introduction to Weather Forecasting. Vierte Auflage. Mit 37 Textabb., VI, 105 S. London: Her Majesty's Stationery Office. 1956. 10s. 6d.

Das Buch wendet sich an eine breitere Öffentlichkeit und bezweckt, dieser das Verständnis für die Art der Verwertung der Wetterbeobachtungen bei der Konstruktion der Wetterkarten, für die Ausarbeitung dieser Karten und für die Erstellung der Wetterprognosen auf Grund der Wetterkarten näher zu bringen. Ein Bedürfnis für eine derartige Darstellung ist besonders in neuerer Zeit dadurch gegeben, daß viele Gelegenheit haben, in Tageszeitungen und in Fernsehsendungen die täglichen Wetterkarten und auch Vorhersagekarten zu sehen und daher daran interessiert sind, die Bedeutung des in diesen Karten Dargestellten kennenzulernen. Dadurch wird das Buch, das bereits in vierter Auflage erscheint und seinem Zweck gut dienen wird, gegenwärtig besonders aktuell.

Nach einer historischen Übersicht über die Entwicklung des Wetterdienstes unter besonderer Berücksichtigung des britischen Wetterdienstes werden die Art und Bedeutung der Beobachtungen der einzelnen meteorologischen Elemente und des Wetters sowie ihre Darstellungsmethoden, die Ausarbeitung der Wetterkarten und die Beziehungen zwischen Wind- und Druckverteilung wie auch die Abhängigkeit des Wetters von den typischen Drucksystemen erklärt. Anschließend wird dargelegt, wie aus den Wetterkarten die Wettervorhersagen abgeleitet werden, und die Darstellung und Bedeutung der Vorhersagekarten und der Höhenwetterkarten erläutert. Nach Schilderung der verschiedenen im britischen Wetterdienst gebräuchlichen Formen des Vorhersagedienstes werden an Hand von instruktiven Beispielen typischer Wetterlagen einzelne charakteristische Wettervorhersagen besprochen. Gegenüber der letzten Auflage ist die neue Ausgabe wesentlich erweitert und neu bearbeitet worden.

F. Steinhauser, Wien.

Raketentechnik und Raumfahrtforschung. Heft 1/1957. Herausgegeben von der Deutschen Gesellschaft für Raketentechnik und Raumfahrt. 24 S. Stuttgart. 1957. Einzelpreis DM 4.—.

Mit dem vorliegenden Heft beginnt eine Berichtsreihe, die sich zur Aufgabe stellt, auf dem modernen Gebiet der Raketentechnik und Raumfahrtforschung gewonnene Forschungsergebnisse aus aller Welt der Technik und den sonstigen Interessenten in zwanglos erscheinenden Heften bekanntzumachen. Es handelt sich dabei vor allem um technische Probleme, aber auch um neue Erkenntnisse über Vorgänge und Erscheinungen in den hohen Atmosphärenschichten und im Weltraum, die für die Weltraumfahrt von Bedeutung sind. So findet man in dem ersten Heft neben rein technischen Beiträgen auch Berichte von

A. Ehmert über Strahlung und Ionosphäre, von E. Lohrmann über neuere Probleme der kosmischen Strahlung und von W. Berger über die Verwendung von Photoelementen in künstlichen Erdsatelliten, die auch für Geophysiker und Meteorologen von Interesse sind. Deshalb sei auch hier auf diese Neuerscheinung hingewiesen.

F. Steinhauser, Wien.

Beringer: Geologisches Wörterbuch. Erklärung der geologischen Fachausdrücke, Vierte, umgearbeitete und erweiterte Auflage, bearbeitet von H. Murawski. Mit 59 Textabb. und 5 Übersichtstab. im Anhang, VIII, 203 S. Stuttgart: F. Enke-Verlag 1957. DM 17.—, geb. DM 19.50.

Wörterbücher einer bestimmten wissenschaftlichen Disziplin sind, noch mehr als für diese Wissenschaft selbst, für Nachbar- oder Grenzwissenschaften von Bedeutung, weil den Forschern und Interessenten dieser Zweige der Wissenschaften manche Begriffe und Fachausdrücke der Nachbarwissenschaft, mit denen sie bei ihrer Arbeit oder bei der Lektüre wissenschaftlicher Literatur zu tun haben, oft doch nicht so geläufig sind und sie häufig in die Lage versetzt werden, sich rasch über den Inhalt dieser Begriffe informieren zu müssen. Die beste und zweckmäßigste Möglichkeit dazu bietet ein wissenschaftliches Wörterbuch, das am ehesten dann entsprechend vollständig sein kann und nicht zu umfangreich werden muß, wenn es auf eine einzelne Wissenschaft beschränkt ist. Dies gilt im besonderen auch für das vorliegende geologische Wörterbuch, da gerade die Geologie vielfach mit speziellen Fachausdrücken und Fremdwörtern operiert; deshalb wird das Erscheinen dieses Wörterbuchs gerade auch von den Geophysikern sehr begrüßt werden. Es liegt in der Natur der Sache, daß man in dem Wörterbuch auch zahlreiche geophysikalische Begriffe angeführt findet. Daß dieses Wörterbuch in kurzer Zeit bereits in vierter Auflage erscheinen kann — die erste Auflage ist 1937 herausgekommen —, spricht für die Brauchbarkeit und Zweckmäßigkeit des Werkes. Vielfach sind die Erläuterungen der einzelnen Begriffe auch durch schematische Zeichnungen oder durch Kartendarstellungen veranschaulicht. Für das Verständnis der einzelnen Begriffe ist es förderlich, daß oft auch die etymologische Ableitung der Stichwörter angeführt wird. In der Neubearbeitung wurde eine Reihe von Stichwörtern vor allem aus dem Bereiche der angewandten Geologie neu aufgenommen und auch sonst wurden einzelne Änderungen und Ergänzungen eingefügt. Im Anhang findet man neben einer erdgeschichtlichen Tabelle, die ebenfalls in der Neuauflage überarbeitet worden ist, auch umfangreiche petrographische Tabellen, die neu beigegeben wurden. Druck und Ausstattung des Buches sind vorzüglich. Das Werk kann aufs beste empfohlen werden.

F. Steinhauser, Wien.

Geodäsie und Photogrammetrie. 2. Teil: Rechnerische Bearbeitung der Vermessungsergebnisse. Von F. Ackerl. Mit 121 Abb., 29 Tab. und 30 Blatt Rechenbeispielen, XII, 432 S. Wien und München: G. Fromme & Co. 1956. S 160.—, geb. S 178.—.

Nun ist auch der zweite und abschließende Teil dieses in erster Linie für den Baupraktiker bestimmten Handbuches erschienen. Wie schon bei Besprechung des ersten Teiles erwähnt wurde, ist das vorliegende Werk

aber auch für jeden, der sich mit geodätischen Messungen zu beschäftigen hat, sei er nun ein fachlich geschulter Geodät oder aber nur nebenbei gezwungen, sich mit Aufgaben der niederen Geodäsie zu befassen, ein sehr nützlicher, leicht verständlicher und dabei recht gründlicher und deswegen auch sehr empfehlenswerter Ratgeber.

Die drei ersten Hauptteile des vorliegenden Werkes enthalten die Koordinatenrechnung, die Fehlerrechnung und die Ausgleichsrechnung. Der vierte Hauptabschnitt behandelt das Problem der Flächenermittlung und Flächenteilung und der Schlußabschnitt gibt eine Reihe von recht anregend wirkenden und gut ausgewählten Anwendungsbeispielen.

Der erste Hauptabschnitt gibt einen kurzen Überblick über die Projektions- und Abbildungslehre und die geodätischen Koordinatensysteme mit besonderer Berücksichtigung der österreichischen Verhältnisse. Es werden hierauf die Hauptaufgaben der Koordinatenrechnung, Koordinatentransformation, Vorwärts- und Rückwärtseinschneiden, sowie die Berechnung von Dreiecksketten, Polygon- und Bussolenzügen dargestellt und schließlich die Höhenbestimmung behandelt. Bei der Darstellung der Fehlerrechnung, die sich durch besondere Klarheit und Gründlichkeit auszeichnet, sei besonders auf die eingehende Besprechung der Fehlerarten hingewiesen, die, einleitend zum ganzen Abschnitt gegeben, das Verständnis des gestellten Themas wesentlich fördert. Im Abschnitt über die Ausgleichsrechnung wird nun die Anwendung der Fehlertheorie auf die rechnerischen Aufgaben des Geodäten gegeben. Dieser Abschnitt ist der umfangreichste des ganzen Buches. Die allgemeinen Anweisungen im Text werden durch entsprechende Beispiele im Anhang erläutert und unterstützt.

Alle Rechenanweisungen berücksichtigen sowohl das Arbeiten mit den modernen Hilfsmitteln der Rechenmaschinen als auch die Beschränkung auf die Logarithmentafel. Sie enthalten eine Reihe recht nützlicher und zeitsparender Hinweise auf Vereinfachungen und Rechenkniffe.

Die im fünften Abschnitt gegebenen ausführlichen Beispiele behandeln wichtige, oft vorkommende Aufgaben. Erwähnt seien die ausführliche Erörterung von Genauigkeitsfragen bei der Anwendung der Photogrammetrie (Erd- und Luftbildmessung), Genauigkeit von Polygon- und Bussolenzügen und Nivellementnetzen. Auch der Wert der Matrizenrechnung für die allgemeine Behandlung von Problemen der Ausgleichsrechnung wird im letzten Kapitel noch kurz berührt.

Der Verfasser hat es verstanden, aus der fast unübersehbaren Fülle von Rechenverfahren die wesentlichen und wichtigen auszuwählen und den so oft behandelten Stoff lebendig und anregend darzustellen. Auch der zweite Teil kann sowohl dem Praktiker als auch dem Studierenden wärmstens empfohlen werden.

M. Toperczer, Wien.

25 Jahre Hochalpine Forschungsstation Jungfraujoch. Herausgegeben von A. v. Muralt. (Experientia Suppl. VI) 86 S. Basel und Stuttgart: Birkhäuser Verlag. 1957.

Im Sommer 1931 wurde die Hochalpine Forschungsstation Jungfraujoch als internationale Stiftung durch den Präsidenten ihres Stiftungsrats, den Zürcher Physiologen und Nobelpreisträger W. R. Hess, feierlich eröffnet. Die Tatsache des 25jährigen Bestehens und wissenschaftlichen Wirkens dieses Forschungsinstituts gab dem jetzigen Präsidenten, dem Berner Physiolo-

gen v. Muralt, der die Geschicke des Instituts nun auch schon seit 20 Jahren leitet und ihm dabei eine intensive Auswirkung in die Tiefe und die Breite zu geben gewußt hat, den willkommenen Anlaß, in einer schönen Broschüre einen Rückblick auf das bisherige Wirken der Forschungsstation zu bieten und dabei auch verschiedenen langjährigen und prominenten Mitarbeitern das Wort zu geben. So bietet diese Festschrift nicht nur eine Rückschau auf das, was unternommen wurde, sondern auch einen willkommenen Einblick in die auf dem Jungfraujoch vornehmlich untersuchten Problemkreise.

In einem ersten Kapitel gibt A. v. Muralt einen Abriß der Entstehungsgeschichte des Instituts und einen Überblick über die Benutzung von dessen Forschungsmöglichkeiten im ersten Vierteljahrhundert; es ergibt sich daraus, daß neuerdings nahezu die Hälfte der auf dem Jungfraujoch tätigen Forscher Ausländer sind und daß die Probleme der Astronomie und der Meteorologie, der Physiologie und der kosmischen Strahlung im Vordergrunde der Forschung stehen. Anschließend schildert derselbe Verfasser auf Grund der klimaphysiologischen Jungfraujoch-Untersuchungen, welche Anschauungen sich heute über den Vorgang der physiologischen Wirkungen des Höhenklimas entwickelt haben. In das Gebiet der Astrophysik führen ein Bericht von D. Chalonge über die Bedeutung der langjährigen französischen Untersuchungen über Sternspektren sowie ein Kommentar von M. Migeotte zu den bahnbrechenden belgischen Forschungen über das infrarote Sonnenspektrum.

Über Bedeutung und Resultate der Forschungen über kosmische Strahlung, die schon vor der Schaffung der Hochalpinen Forschungsstation im Gebiete des Jungfraujochs sporadisch gepflegt wurden, orientieren zwei Berichte, der eine von der Berner Arbeitsgruppe unter F. G. Houtermans, der andere von der Manchester-Gruppe, die auf der Initiative des Nobelpreisträgers P. M. S. Blackett beruht und neuerdings ihre Apparaturen dem europäischen Kernforschungszentrum in Genf zur Verfügung gestellt hat.

In das Gebiet der Geophysik führen zwei weitere Aufsätze: R. Haefeli schildert die Bedeutung der seit Jahrzehnten nach verschiedenen Methoden im Gletschergebiet des Jungfraujochs durchgeführten glaziologischen Untersuchungen für das Verständnis der Vorgänge im Innern der alpinen, aber auch der polaren Gletscher und H. Israël berichtet über die Probleme und ersten Resultate seiner in den letzten Jahren auf dem Jungfraujoch durchgeführten luftelektrischen Forschungen.

W. Mörikofer, Davos.

The Evolution of the Igneous Rocks. Von N. L. Bowen. Mit 82 Textabb., XVIII, 334 S. New York: Dover Publications, Inc. 1956. $ 1.85, geb. $ 3.75.

Der Verlag Dover Publications Inc. hat es dankenswerterweise unternommen, naturwissenschaftliche Werke aus früheren Zeiten, denen für die Entwicklung der Wissenschaft eine wesentliche Bedeutung zukommt, zu billigen Preisen neu herauszugeben und so diese den Interessenten wieder leicht zugänglich zu machen. Dazu gehört auch das vorliegende Werk, das ein Thema behandelt, das für einen Entwicklungsabschnitt der Geologie große Bedeutung hatte, und das Probleme betrifft, die auch den Geophysiker interessieren. Deshalb sei auch hier auf diesen Neudruck hingewiesen. In

seinem Vorwort betont J. F. Schairer, daß dieses Buch über die Entwicklung der Erruptivgesteine durch die Betonung der Bedeutung der Beachtung physikalisch-chemischer Prinzipien für die Erklärung geologischer Prozesse und der Zusammenarbeit von physikalisch-chemischen Laboratoriumsuntersuchungen und geologischer Feldarbeit einen grundlegenden Einfluß auf die neue Geologie genommen hat. In einem Abschnitt über Gesteinsbildung und die Physik der Erde werden geophysikalische Probleme unmittelbar berührt. Das Buch ist im Jahre 1928 zum ersten Mal erschienen. Dem Neudruck ist ein Verzeichnis der seither veröffentlichten einschlägigen Arbeiten des Verfassers beigegeben.

F. Steinhauser, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien XIX, Hohe Warte 38.
Druck: Carl Ueberreuter, Wien IX.

Fortsetzung von der II. Umschlagseite

und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind möglichst in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen.

Grundsätzlich werden nur Arbeiten aufgenommen, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; der Autor verpflichtet sich, diese auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen. Mit der Annahme und Veröffentlichung des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder auf den Verlag über. Es ist ferner ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages nicht gestattet, photographische Vervielfältigungen, Mikrofilme u. ä. von Heften der Zeitschrift, einzelnen Beiträgen oder von Teilen daraus herzustellen. Die Autoren erhalten 75 Separata ihrer Arbeit kostenlos und können maximal weitere 125 Separata zum angemessenen Preis beziehen. Die Bestellung muß mit dem dem Fahnenabzug beigelegten Bestellzettel bei der Rücksendung der korrigierten Fahnen erfolgen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt. Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen, werden, soweit sie 10% der Satzkosten überschreiten, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber

Dozent Dr. W. Mörikofer
Physikalisch-meteorologisches Observatorium Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. F. Steinhauser
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik Wien XIX, Hohe Warte 38, Österreich

zu richten; alle geschäftlichen Mitteilungen an:

Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5
Telephon 63 76 71 Serie. Telegrammadresse: Springerbuch Wien

Der Verlag

SPRINGER-VERLAG IN WIEN

Archiv für Meteorologie, Geophysik u. Bioklimatologie

Serie B: **Allgemeine und biologische Klimatologie**

Herausgegeben von

Dozent Dr. W. Mörikofer und **Prof. Dr. F. Steinhauser**
Physikalisch-meteorologisches Observatorium, Davos
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien

Zuletzt erschien:

Band 8, Heft 2. (Abgeschlossen im Mai 1957.) Mit 36 Abbildungen. 136 Seiten. 1957. S 198.—, DM 33.—, sfr. 33.80. $ 7.85

Inhaltsverzeichnis: **Untersteiner, N.** Glazial-meteorologische Untersuchungen im Karakorum. II. Wärmehaushalt. — **Ambrosetti, F., M. Bilder** et **M. Bouët.** L'orage en Suisse. — **Thom, H. C. S.** The Frequency of Hail Occurrence. — **Thom, H. C. S.** Climatological Analysis of Snowfall Thresholds. — **Wörner, H.** Der Jahresgang der Tageshelligkeit und seine Beeinflussung durch die Witterungsverhältnisse. — **Baumgartner, A.,** und **G. Hofmann.** Elektrische Fernmessung der Luft- und Bodentemperatur in einem Bergwald. — **Frenzel, B.,** und **H. Fischer.** Beobachtungen zur Phänologie eines Alpentales. — **Conrad, V.** Brief Note on Estimating the Significance of a Correlation Coefficient. — **Levert, C.** Some Theoretical Considerations with Regard to the Homogeneity-Criteria of HELMERT and ABBE. — **Buchbesprechungen.**

Zu beziehen durch Ihre Buchhandlung

SPRINGER-VERLAG IN WIEN

Im Frühjahr 1958 beginnt zu erscheinen:

Klimatographie von Österreich

Unter Mitarbeit von

Dr. **Inge Dirmhirn**, / **Hermine Eder** / Dr. **W. Friedrich** / Dr. **W. Gressel**
Dr. **F. Hader** / Dr. **Maria Roller** / Dr. **F. Rosenkranz** / Dr. **F. Sauberer**
Dr. **H. Schupfer**

herausgegeben von

Univ.-Prof. Dr. **Ferdinand Steinhauser**
Direktor der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik

Dr. **Othmar Eckel**
Vizedirektor der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik

Univ.-Prof. Dr. **Friedrich Lauscher**
Leiter der Klimaabteilung der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik

Österreichische Akademie der Wissenschaften
Denkschriften der Gesamtakademie, Band 3

Mit zahlreichen Abbildungen und Tabellen im Text.

Etwa 500 Seiten. 4°. 1958

Das Werk erscheint in vier etwa halbjährlich aufeinanderfolgenden Lieferungen zu etwa 130 Seiten Umfang zum Subskriptionspreis von S 180.–, DM 30.–, sfr. 30.70, $ 7.15 je Lieferung und wird Ende 1959 abgeschlossen sein

Der Subskriptionspreis für das Gesamtwerk, gültig bis zum Erscheinen der letzten Lieferung, beträgt demnach S 720.–, DM 120.–, sfr. 122.90, $ 28.55

Nachher erhöht sich der Preis um 20%

Der Bezug der ersten Lieferung verpflichtet zur Abnahme des Gesamtwerkes. Einzelne Lieferungen werden nicht abgegeben.

Die Subskription kann durch jeden Buchhändler oder durch die Buchhandlung MINERVA, Wien I., Mölkerbastei 5, erfolgen

Seit dem Erscheinen der letzten österreichischen Klimatographie sind 50 Jahre vergangen. Seither hat sich das Beobachtungsmaterial vervielfacht, seine Zuverlässigkeit hat sich aber auch durch Verwendung moderner Meßmethoden erheblich verbessert. Bisher unberücksichtigt gebliebene, aber für die Praxis wichtige Wetterelemente sind neu bearbeitet worden.
So bringt die angekündigte „Klimatographie von Österreich" in vieler Hinsicht Neues und Besseres und kommt damit einem echten Bedürfnis weiter Kreise der Wissenschaft und Wirtschaft entgegen. Das Werk gliedert sich in 5 Abschnitte, die den Inhalt elementenweise und schließlich im Hinblick auf verschiedene praktische Verwendungen auch in einer zusammenfassenden Übersicht bringen. Das umfangreiche Beobachtungsmaterial ist in zahlreichen Tabellen und Diagrammen niedergelegt und zum Teil in Kartendarstellungen verarbeitet. Die Zahlenwerte umfassen großenteils den Zeitraum von 1901 bis 1950, teilweise konnten auch schon hundertjährige Beobachtungen verarbeitet werden.

Zu beziehen durch Ihre Buchhandlung